



Etude des émissions thermosphériques des planètes telluriques pour la caractérisation d'exoplanètes

David Bernard

► To cite this version:

David Bernard. Etude des émissions thermosphériques des planètes telluriques pour la caractérisation d'exoplanètes. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY020 . tel-01160327

HAL Id: tel-01160327

<https://theses.hal.science/tel-01160327>

Submitted on 5 Jun 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2007

Présentée par

David BERNARD

Thèse dirigée par **Jean LILENSTEN**
et codirigée par **Mathieu BARTHÉLEMY**

préparée au sein **Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble**
et de **École Doctorale de Physique de Grenoble**

Étude des émissions thermosphériques de planètes telluriques pour la caractérisation d'exoplanètes

Thèse soutenue publiquement le **27 Juin 2014**,
devant le jury composé de :

Dr Xavier DELFOSSE

Astronome, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, Président

Dr Franck SELSIS

Chargé de Recherche, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Rapporteur

Dr Olivier WITASSE

Senior Scientist, ESA Mars Express project scientist, Rapporteur

Dr Ronald VAN DER LINDEN

Senior Scientist, directeur de l'Observatoire Royal de Belgique, Examineur

Dr Jean LILENSTEN

Directeur de Recherche, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Directeur de thèse

Dr Mathieu BARTHÉLEMY

Maître de Conférence, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, Co-Directeur de thèse



Ե ՆԵՐԱԿԻ ԿԻՇԻՆՈՒՆԸ
ՅԻՇԻՆԿԱՆ ՔԱՌԵ ՈՂՈՒՆ
Ա ՈՒՆՆԸ ԸՔԵՐԿ ՆԵՐՈՇԻ
ՈՇ ԺԵՂԱՔՈ ՔԵՇԵՐՈՂՈՒՆ
Ա ԿԵՇԵՆԿԱՄԻՆ ԱՌԱԿԻ
ԽԵՐՕՇԱԾ ԵՆ ԵՌՈՇԻՆ
ՈՒՆ ԵՐԿ ԵՂ ՈՒՆ ԵՐԿԱՆ:-

*A Elbereth Gilthoniel
silivren penna míriel
o menel aglar elenath!
Na-chaered palan-díriel
o galadhremmin ennorath,
Fanuilos, le linnathon
nef aear, sí nef aearon!*

Le Seigneur des anneaux, J.R.R Tolkien

Parce qu'une thèse c'est aussi...

... et avant tout un directeur de thèse, je tiens à remercier chaleureusement le mien, Jean Lilensten. Un des mes illustres prédécesseurs, Cyril Simon, a déclaré “*avec le recul, [il] ne pouvait choisir meilleur directeur*”. Je ne peux que souscrire à cette déclamation. Jean, je te remercie pour ta patience et ton humanité, surtout compte tenu de ma situation familiale (*cf. infra*) que tu a vu se complexifier sans rien dire, si ce n'est donner ta bénédiction et ta bienveillance. Un grand merci encore pour m'avoir permis de faire une thèse dans les meilleures conditions.

Mes pensées vont dans un même élan à mon co-directeur, Mathieu Barthélemy. Que d'heures passées à discuter dans ton bureau ou à la cafet', de la thèse régulièrement, des enseignements souvent, et de l'agrégation tout le temps ! Je n'oublierai pas les moments de découragement où je me trainais mollement jusqu'à ton bureau, guidé par la musique tonitruante d'un Verdi ou d'un Donizetti. Notre intérêt commun pour les opéras m'aura d'ailleurs inspiré la structure de ce manuscrit.

Parce qu'une thèse c'est aussi, en particulier vers la fin, un jury, je tiens à remercier ceux qui ont bien voulu faire partie du mien : merci à Franck Selsis et Olivier Witasse d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit ; merci à Ronald van der Linden qui, malgré sa charge de directeur de l'observatoire royal de Belgique, a bien voulu être examinateur ; enfin merci à Xavier Delfosse d'avoir accepté de tenir le double rôle d'examineur et de président du jury.

Parce qu'une thèse c'est aussi des voyages et des colloques à l'étranger, je te remercie encore Jean de m'avoir permis de faire ces déplacements. Moi qui n'avais jamais quitté la France auparavant, j'ai eu la chance de pouvoir voir le retour du Soleil sur les rues de Longyearbyen en Février, par 78°N de latitude ! J'ai pu découvrir avec dégout (et un peu tard) que *callos a la madrileña* signifie « trippes à la madrilène » (beurk) ; j'ai eu la chance de pouvoir faire une croisière sur la tamise, et de prendre le soleil sur la marina de Baltimore ; enfin, j'ai eu le bonheur de découvrir Vienne sous un printemps naissant.

Parce qu'une thèse c'est aussi des rencontres, je tiens à remercier pêle-mêle les personnes croisées au cours de celle-ci : Chris pour ta bonne humeur et ta bonhomie, et surtout ton astuce pour réaliser des succulents burgers (faire des hamburgers ou des crêpes en plein Svalbard au milieu de nulle-part, avec un vin de Bordeaux d'un château situé à 500 m de la maison de mes beaux-parents restera sûrement l'un des souvenirs les plus improbables de ma vie !) ; Guillaume, pour m'avoir permis de me sentir moins seul à Baltimore, et pour m'avoir fourni une aide précieuse et toujours efficace malgré la distance sur ton code C++ ; *Aeroplanets* est vraiment une jolie réalisation. Hélène, bien-sûr, dont j'ai « pris la suite », et qui m'a fourni une aide précieuse sur les codes, en particulier sur le transfert radiatif. Je pense aussi bien sûr à tous ceux que j'ai rencontrés pendant les rencontres exobiologiques pour doctorants (merci au passage à Muriel et Hervé pour l'organisation de cette magnifique école), et notamment ceux avec qui j'ai tissé des liens d'amitié forts : Claire, Fanny, Marianne, Axel. Je remercie aussi les personnes avec qui j'ai pu partager de bons moments pendant les missions : de nouvelles têtes (Gaël, Mathieu, Benjamin, Frédéric), mais aussi d'anciennes connaissances (Olivia, Éric, Thibault), voire carrément des très bons amis (Christophe). Enfin, merci à toutes les personnes rencontrées au labo, avec qui j'ai passé de bons moments : Sonia (qui a eu à me supporter pendant presque trois ans dans son bureau), Mathilde, Alex, Anne, Cléa, Mael, Thomas, Florence, Julien, Solenn, Yann, Pierre, Lydie, et tous ceux que j'ai probablement oubliés !

Parce qu'une thèse c'est aussi l'aboutissement de plusieurs années d'études, je veux saluer les enseignants qui m'ont marqué pendant mes années universitaires, et qui m'ont permis d'af-

finer mon gout pour la physique : Jean-Marie Turllet, Rodolphe Boisgard, Régis Wunenburger. Une mention spéciale aux enseignants d’astrophysique, en particulier Bertrand Dauphole et Michel Dobrijevic. Je me permet au passage une petite digression, qui montre le lien (assez caucasie) entre mes études et la thèse. Au printemps 2009, alors en stage de M1, Michel Dobrijevic nous prend à part dans un bureau mon collègue Clément et moi, pour nous entretenir au sujet du M2 d’astro. Au passage, il récupère un gros paquet dans sa boîte aux lettres puis, tout en discutant, commence à feuilleter l’épais rapport qu’il contenait. Soudain, alors qu’il est en train de nous parler, il bloque sur un passage, puis se met à sourire. Il nous lit alors une phrase en disant “c’est plein de contrepètries ce truc là”. Passe la prépa agreg, le M2 puis, deux ans plus tard, j’atterris finalement en thèse à Grenoble avec Jean. Comme tout bon thesard, je commence la bibliographie avec les manuscrits de thèse de mes prédécesseurs, meilleur moyen de débayer un sujet sur lequel on est vierge. Je commence à lire la thèse de Guillaume Gronoff (dont j’ai déjà palé plus haut), et un petit texte introductif attire mon attention : “sur l’album de la conthèse”, texte de Joel Martin passé à la postérité pour ses nombreuses contrepètries. Je regarde alors les membres du jury ; rapporteur : Michel Dobrijevic ; Thèse soutenue le 15 Juin 2009. C’est alors que j’ai compris que ce jour là, 2 ans plus tôt dans ce bureau du laboratoire d’astrophysique de Bordeaux, Michel tenait en ses mains le manuscrit de thèse de Guillaume, dont le responsable de thèse n’était autre que celui qui allait devenir le mien deux ans plus tard. Frigyes Karinthy avait finalement raison...

Parce qu’une thèse c’est aussi (en tous cas en ce qui me concerne) des enseignements à la fac, je tiens à remercier toutes les personnes qui m’ont aidé à appréhender cette expérience le plus sereinement possible : Benoit Chabaud, Monique Giroud, Alain Drillat, Christian Hoffman et Panayotis Spathis pour ne citer qu’eux.

Parce qu’une thèse c’est enfin une tranche de vie, je ne peux dissocier de celle-ci ma famille. Ma merveilleuse femme a pris l’habitude de dire que nous avons passé l’agrégation ensemble, tant cette année de préparation fût éprouvante. Je pense qu’on peut aussi affirmer que nous avons passé cette thèse ensemble, pas toujours dans les conditions les plus reposantes. Car durant ces deux ans et demi, nous avons fait rien de moins que déménager deux fois, nous marier (deux fois aussi, mais la deuxième c’était surtout pour le fun) et avoir deux enfants (comme les promos au supermarché, on fait tout par deux!). Merci à toi Laura d’avoir mis ta carrière de côté pour me permettre de faire cette thèse, et de m’avoir donné nos deux merveilleux enfants, Alexandre et Évangéline.

Résumé

Depuis la découverte de la première exoplanète en 1995 par Mayor et Queloz, le nombre de planètes extrasolaires découvertes n'a cessé d'augmenter, pour dépasser les 1000 planètes à la fin de l'année 2013. Depuis le début des années 2000, la détection s'est accompagnée d'une volonté de caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes. Les méthodes utilisées jusqu'ici sont la spectroscopie de transit primaire et l'étude des émissions thermiques en transit secondaire ou via l'étude des courbes de phase. L'objet de cette thèse s'inscrit dans cette recherche de caractérisation des atmosphères exoplanétaires, en s'intéressant à une méthode jusqu'ici inexplorée : l'analyse des émissions thermosphériques, i.e. les émissions de la haute atmosphère induites par les entrées énergétiques, flux extrême UV de l'étoile hôte et précipitations électroniques principalement.

La première partie de cette thèse s'intéresse aux émissions thermosphériques de la Terre primitive avec une approche basée sur la modélisation. Le but étant la détermination des différentes émissions de la Terre à travers son histoire, afin de disposer de proxies pour la recherche et la caractérisation d'exoplanètes telluriques. Dans un premier temps nous avons calculé l'émission de l'atmosphère primordiale de la Terre irradiée par le Soleil jeune dans la raie Lyman Alpha. Nous avons montré que la raie planétaire, principalement formée par diffusion cohérente, montre un rapport d'émission avec le Soleil de l'ordre de 10^{-8} , inaccessible aux observations, avec les instruments actuels ou de prochaine génération. Ce premier résultat nous a conduit à étudier la faisabilité d'une méthode indirecte de détection d'une couronne dense d'hydrogène autour d'une planète tellurique possédant une atmosphère de CO_2 par les émissions des sous-produits de dissociation et d'ionisation de CO_2 .

Les calculs menés sur la raie verte de l'oxygène (état O^1S) et le doublet UV de CO_2^+ (état $B^2\Sigma_u^+$) ont montré que ces émissions présentaient des contrastes de l'ordre de 10^{-12} avec le Soleil dans le cas d'une Terre primitive, et de l'ordre de $10^{-6} - 10^{-8}$ pour une planète tellurique proche d'une naine M. La conclusion générale de ces investigations est que les raies fines (atomiques ou moléculaires) des émissions thermosphériques sont trop faibles pour être détectées par les instruments actuels. Une voie possible serait l'étude des bandes d'émission moléculaires, qui nécessite une meilleure compréhension de la distribution en intensité des différentes bandes à travers le spectre, compréhension qui passe par l'étude expérimentale de ces émissions.

C'est dans ce cadre que se situe la deuxième partie de cette thèse, qui s'intéresse à l'analyse spectroscopique de la Planeterrella, simulateur d'aurores boréales initialement développé à des fins pédagogiques. Nous avons réalisé une étude spectroscopique à basse et haute résolution de l'air, afin de caractériser les émissions présentes dans l'expérience d'une part, et aussi de disposer d'un spectre de référence qui servira à terme de test pour un code Monte Carlo développé pour étudier le dispositif expérimental, la caractérisation du dispositif constituant une étape nécessaire pour faire de la Planeterrella un objet d'étude scientifique. Enfin, la spectroscopie basse résolution du CO_2 a été réalisée, avec des applications potentielles à Mars.

Abstract

Since the discovery of the first exoplanet in 1995 by Mayor and Queloz, the number of extrasolar planets discovered has continuously grown up, to overtake 1000 planets at the end of 2013. Since the beginning of the 2000's, came with the detection the will to characterize the atmospheres of these exoplanets. Until now, the methods used are the primary transit spectroscopy and the study of the thermal emissions in secondary transit or using phase curves. The purpose of this thesis belongs to that search for characterizing exoplanetary atmospheres, by looking at a method unexplored until now : the study of the thermospheric emissions, i.e. emissions from the upper atmosphere induced by the energetic entries, mainly the extreme UV flux and the electronic precipitations.

The first part of this thesis concerns the thermospheric emissions of the primitive Earth with an approach based on modeling. The goal is the determination of the several emissions of the Earth through its history in order to have proxies for the search and the characterization of telluric exoplanets. Initially we calculated the emission of the primary atmosphere of the early Earth under the young Sun in the Lyman Alpha line. We showed that the planetary line is mainly due to coherent diffusion and that the emission ratio between the planet and the Sun in this line is of about 10^{-8} , far from the capabilities of current or next generation instruments. This first result lead us to study the feasibility of an indirect method to infer the presence of a dense hydrogen corona surrounding a telluric planet with a CO_2 -dominated atmosphere, by studying its influence on the emissions of two CO_2 by-products.

The calculations carried out on the oxygen green line (O^1S state) and the UV doublet of CO_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$ state) showed that theses emissions present contrasts of about 10^{-12} with the young Sun in the case of a primitive Earth, and of about $10^{-6} - 10^{-8}$ for a close-in telluric planet around a M dwarf. The general conclusion of the investigations is that the thermospheric emissions of thin (atomic or molecular) lines are too weak to be detected. A possible way could be the study of the molecular bands, of which emissions need to be better understood, especially concerning the intensity distribution of the several bands through the spectrum. This comprehension implies experimental studies of these emissions.

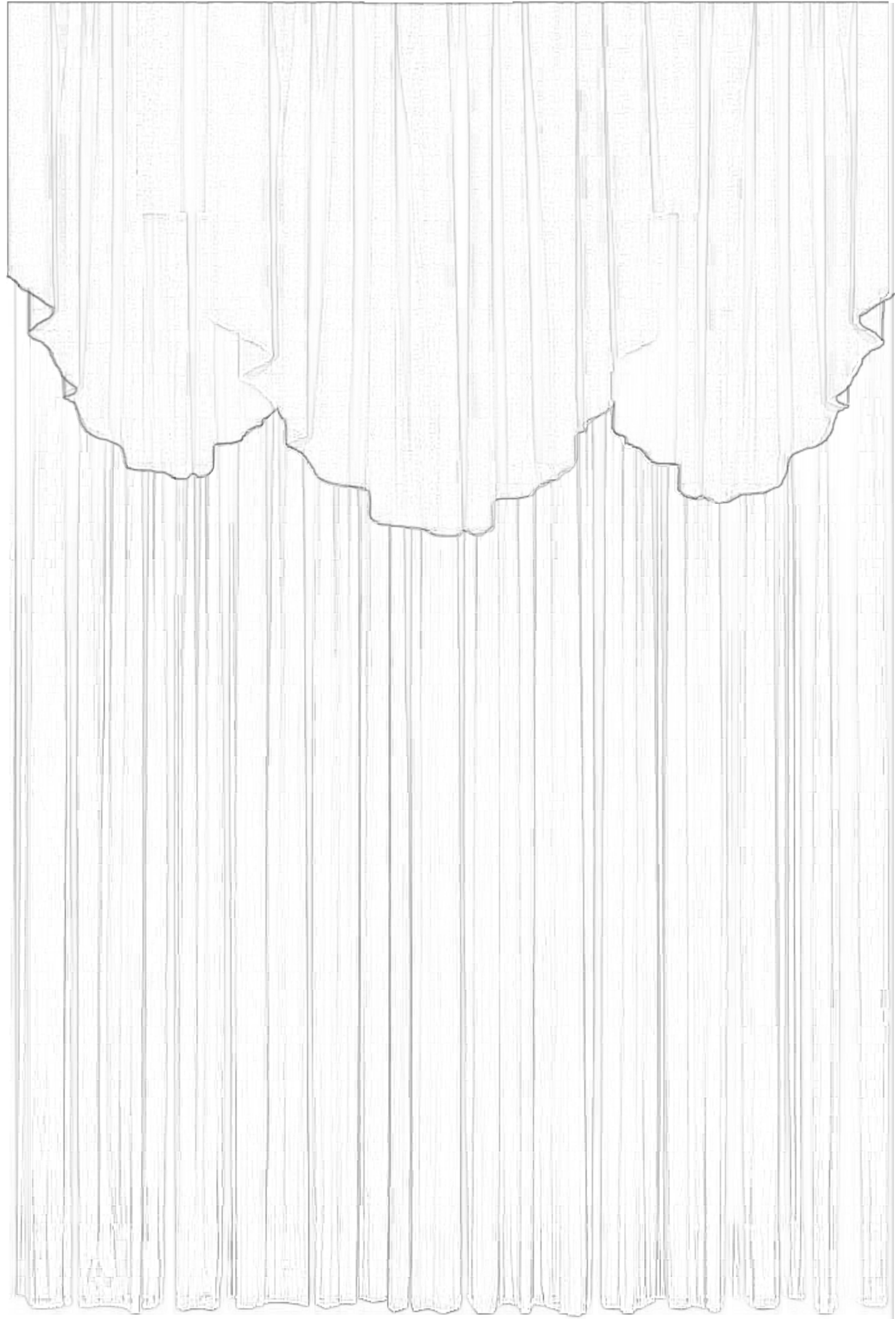
The second part of this thesis lies in this scope and concerns the spectroscopic analysis of the Planeterrella, an aurora borealis simulator initially designed for outreach purpose. We made a spectroscopic study at low and high resolution with air, in order to characterize the emissions existing in the experiment, and also to have a reference spectrum which will be a final test for a Monte Carlo code developed to study the experimental device, the characterization of this device being a necessary step for the Planeterrella to become suitable for scientific purpose. Finally, we made a low resolution spectroscopic study of carbon dioxide, with potential applications to Mars.

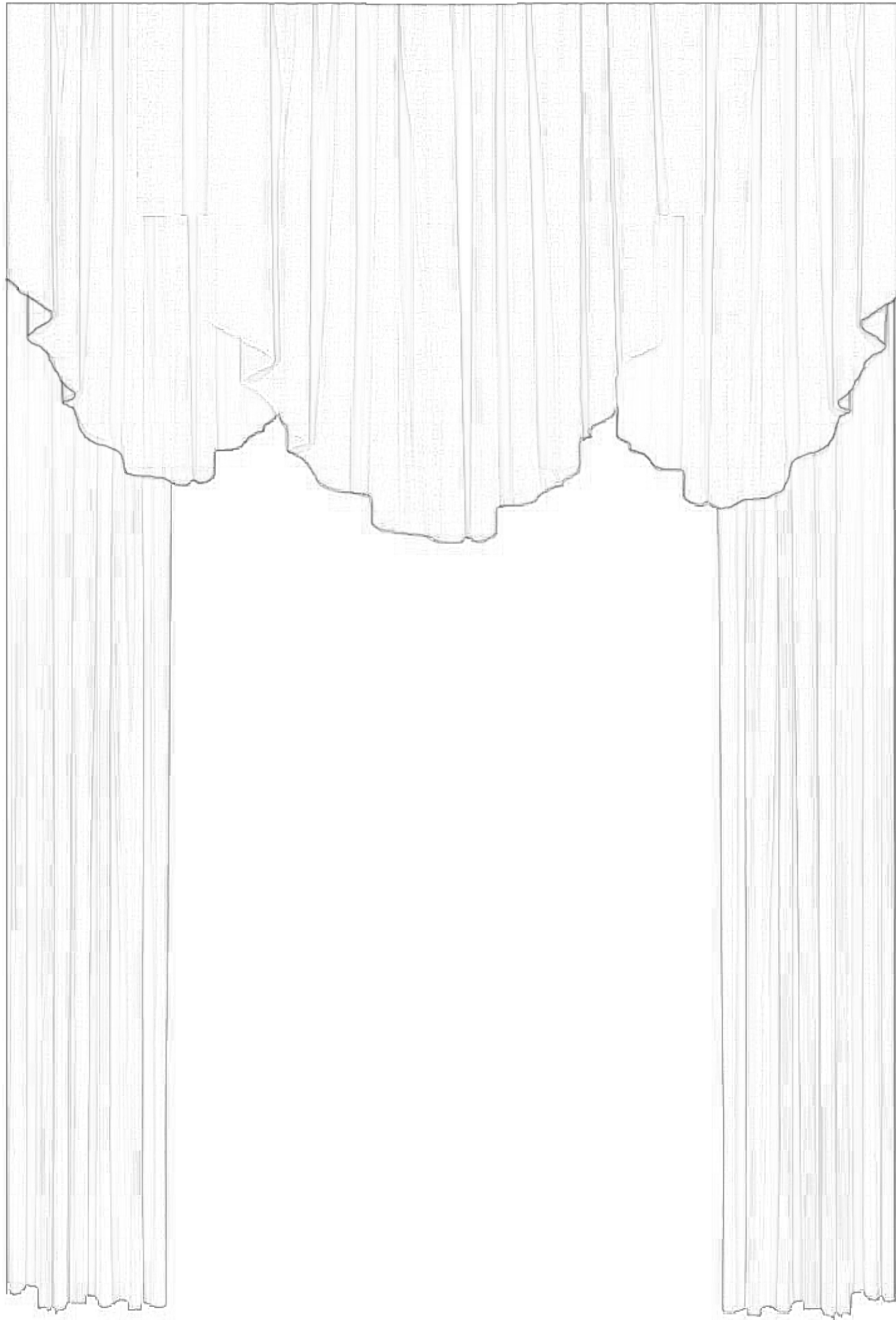
Table des matières

Ouverture	xv
Acte I : Prolégomènes	1
Scène 1 : Histoire de l’atmosphère Terrestre	3
1.1 La naissance du système solaire	3
1.2 L’Hadéen : de -4,568 Ga à - 4,0 Ga	5
1.2.1 -4,568 Ga : la disparition de l’atmosphère primitive	5
1.2.2 -4,568 à -4,47 Ga : la formation d’une atmosphère secondaire	6
1.2.3 -4,47 à - 4,4 Ga : la mise en place des océans	7
1.2.4 -4,4 Ga à -4,0 Ga : la séquestration du CO ₂	7
1.3 L’Archéen : de -4,0 Ga à -2,5 Ga	9
1.4 Le Protérozoïque : de -2,5 Ga à -540 Ma	12
1.4.1 Le GOE, un changement révolutionnaire	12
1.4.2 Les causes possibles du « retard à l’oxydation »	13
1.4.3 De -2,0 Ga à -540 Ma : le « boring billion » et la fin du Protérozoïque	15
1.5 Le Phanérozoïque : de -540 Ma à aujourd’hui	16
1.6 Conclusion	16
Scène 2 : Modéliser l’Ionosphère	17
2.1 Les entrée énergétiques dans l’atmosphère	18
2.1.1 Les photons EUV	18
2.1.2 Les précipitations électroniques	19
2.2 La photoionisation	20
2.2.1 Loi de Beer-Lambert et géométrie du problème	20
2.2.2 Photoproduction primaire	22
2.3 Le transport cinétique des électrons	22
2.3.1 L’équation de Boltzmann	22
2.3.2 Interactions entre le flux incident et les constituants de l’atmosphère	23
2.3.3 Hypothèses du modèle	24
2.3.4 Expression du terme source	24
2.3.5 Production secondaire	26
2.4 Codes <i>TRANS</i> et <i>Aeroplanets</i> : résolution de l’équation de transport	26
2.4.1 Hypothèses du modèle	26
2.4.2 Méthode de résolution de l’équation de transport	28
2.4.3 Dégradation en énergie avec une grille discrétisée	28
2.4.4 <i>Aeroplanets</i> : l’adaptation C++ de <i>TRANS</i>	28

Acte II : Émissions thermosphériques des atmosphères primitives de la Terre	31
Scène 3 : L'atmosphère primordiale de la Terre	33
3.1 Adaptation d'un modèle d'atmosphère jovienne	33
3.1.1 Rappels sur l'atmosphère primordiale de la Terre	33
3.1.2 Adaptation du modèle jovien	34
3.2 <i>About the so-called "Chapman function"</i>	36
3.2.1 Rappels sur la fonction de Chapman	36
3.2.2 Une nouvelle routine pour le calcul de la photoabsorption	38
3.2.3 Évaluation de l'erreur	41
3.2.4 Conclusion	43
Scène 4 : Émission Lyman Alpha de la Terre primitive	45
4.1 Position du problème	45
4.2 Ionisations et excitations des espèces neutres par le flux UV solaire	46
4.2.1 Taux de production des principaux ions	46
4.2.2 Taux d'excitation de l'hydrogène et émission de colonne Ly α	48
4.3 Transfert radiatif	51
4.3.1 L'équation de transfert radiatif	51
4.3.2 Code de transfert radiatif	54
4.4 Résultats	56
4.4.1 Méthode de reconstruction de la raie planétaire	56
4.4.2 Les sources	56
4.4.3 <i>The pale UV dot</i>	59
4.5 Étude de sensibilité aux paramètres	59
4.5.1 Influence de la température	61
4.5.2 Influence des profils de concentration	62
4.6 Conclusion	63
Scène 5 : Au delà de la Terre primitive : une méthode pour détecter la présence d'une couronne d'hydrogène autour d'une atmosphère secondaire	65
5.1 Au delà de l'atmosphère primordiale de la Terre	65
5.2 Méthode	67
5.2.1 Principe de la méthode	67
5.2.2 Le modèle d'atmosphère	68
5.2.3 Les raies d'émission	69
5.2.4 La « raie verte »	71
5.3 Le cas de la Terre primitive	74
5.3.1 Flux solaire	74
5.3.2 Recherche d'un angle solaire zénithal moyen	76
5.3.3 Taux de production, émissions planétaires et contrastes	76
5.3.4 Conclusions concernant la Terre primitive	79
5.4 Le cas des planètes telluriques autour de naines M	79
5.4.1 Flux lumineux et entrées énergétiques	80
5.4.2 Émissions planétaires et contrastes.	83
5.4.3 Atmosphère Cythéréeenne	84
5.5 Discussion	86
5.5.1 Au delà de GJ 436	86
5.5.2 Faiblesses et incertitudes de la méthode	87
5.6 Conclusion	91

<i>Intermezzo : de la simulation à l'expérience</i>	95
Acte III : La Planeterrella	99
Scène 6 : La Planeterrella : histoire et description de l'expérience	101
6.1 Historique : de la Terrella à la Planeterrella	102
6.2 La Planeterrella : dispositif expérimental	102
6.3 Les différentes configurations	106
6.3.1 Les configurations de Birkeland	106
6.3.2 Les configurations Planeterrella	107
6.3.3 Limitations	107
6.4 Amélioration techniques (en cours ou à venir)	109
Scène 7 : Spectroscopie UV-Vis de la Planeterrella	111
7.1 Structure électronique de N ₂	111
7.1.1 Niveaux d'énergie des molécules diatomiques	111
7.1.2 Spectres rovibroniques des molécules	113
7.1.3 Diagramme d'énergie de l'azote moléculaire	116
7.2 Spectroscopie basse résolution (air)	118
7.2.1 Les spectromètres basse résolution	118
7.2.2 Spectres basse résolution : caractérisation des bandes d'émission	119
7.2.3 Spectres anodique et cathodique	122
7.2.4 Influence de la pression	123
7.3 Spectroscopie haute résolution (air)	125
7.3.1 Dispositif expérimental	125
7.3.2 Analyse du spectre : identification des raies	127
7.3.3 Analyse de la structure rotationnelle. Température du plasma.	131
7.4 Un mystérieux continuum	136
7.5 Spectroscopie du CO ₂	139
7.5.1 Du CO ₂ dans la Planeterrella	139
7.5.2 Spectroscopie basse résolution du CO ₂	139
7.5.3 Des aurores bleues sur Mars ?	141
Finale	145
Appendices	149
Mémo pour les utilisateurs de TRANS	151
A.1 Introduction	151
A.2 Atmosphère étendue et champ magnétique : évaluation de l'erreur	151
A.3 Méthode de calcul à développer	153
A.3.1 Calcul le long des lignes de champ	154
Spectre haute résolution de la Planeterrella	155
Bibliographie	161





Ouverture

DEPUIS la découverte de la première planète extrasolaire autour d'une étoile de la séquence principale par Mayor et Queloz en 1995, l'étude de ces « exoplanètes » a connu une croissance fulgurante. Les méthodes de détection se sont multipliées : alors que les premières découvertes ont été réalisées à l'aide de la méthode des vitesses radiales (étude du décalage doppler du spectre de l'étoile du au mouvement réflexe de celle-ci sous l'effet de l'interaction gravitationnelle avec la planète), les chasseurs d'exoplanètes ont pu ajouter à leur arc diverses méthodes de détection, telles que les transits, les microlentilles gravitationnelles, l'astrométrie ou encore l'imagerie directe.

L'étude de ces mondes lointains à fait apparaître une zoologie insoupçonnée il y a encore 20 ans : des planètes plus petites que Mercure aux géantes plus proches de la naine brune que de la planète, certaines gravitant à des centaines d'unités astronomiques de leur étoile tandis que pour d'autres, ce sont des systèmes entiers de 5 ou 6 planètes qui sont contenues dans l'orbite de Mercure ! Cette diversité des planètes est complétée par la diversité de leurs hôtes, allant des étoiles mortes que sont les pulsars aux géantes chaudes, en passant par les très nombreuses naines M. Dans cette chasse aux exoplanètes est très vite apparu le spectre d'une quête beaucoup plus anthropocentrée : la recherche d'une « exoTerre ». Ce graal des astrophysiciens est en passe d'être obtenu, puisque près d'un cinquième des planètes détectées appartient à la catégorie des Terres/Super-terres, c'est-à-dire des planètes dont la masse est inférieure à 10 fois celle de la Terre. Et de plus en plus d'exemplaires sont à venir parmi les candidats Kepler, avec des séparations orbitales toujours plus grandes.

En tous cas trouve-t-on des planètes dont les caractéristiques physiques et orbitales sont compatibles avec la planète bleue, ce qui n'en fait pas des Terre pour autant ! Dès les début des années 2000, on a donc cherché à caractériser les exoplanètes détectées, et notamment la partie externe de ces dernières, à la fois si importante pour la vie et couche la plus accessible à l'observation : leur atmosphère. Il existe principalement deux méthodes de caractérisation de ces atmosphère (figure 1). La première méthode utilisée dès 2003 a été la spectroscopie de transit : elle consiste à regarder le spectre de l'étoile au moment où la planète passe devant elle sur la ligne de visée. Alors que des mesures photométriques sont utilisées pour la détection des exoplanètes en transit, on réalise ici une étude spectroscopique du signal. Les raies ou les bandes absorbées par l'atmosphère de la planète permettent alors de déterminer la composition de l'atmosphère sondée, mais aussi son étendue spatiale. Différentes longueurs d'onde permettent de sonder différentes couches de l'atmosphère.

A l'opposé de cette technique, on trouve l'analyse de l'émission lumineuse de la planète côté jour : celle-ci est généralement réalisée en transit secondaire (lorsque la planète passe derrière l'étoile). Le spectre des planètes est dominée par l'infrarouge (corps noir plus froid que l'étoile), et contient dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique des informations sur la nature des molécules présentes dans la basse atmosphère.

Entre ces deux configurations (transit primaire et secondaire), il est possible de réaliser des courbes de phase montrant les variations de luminosité avec la phase de la planète (la

position de la planète sur l'orbite faisant varier la position du terminateur). Cela permet de remonter à des informations sur la dynamique de l'atmosphère planétaire.

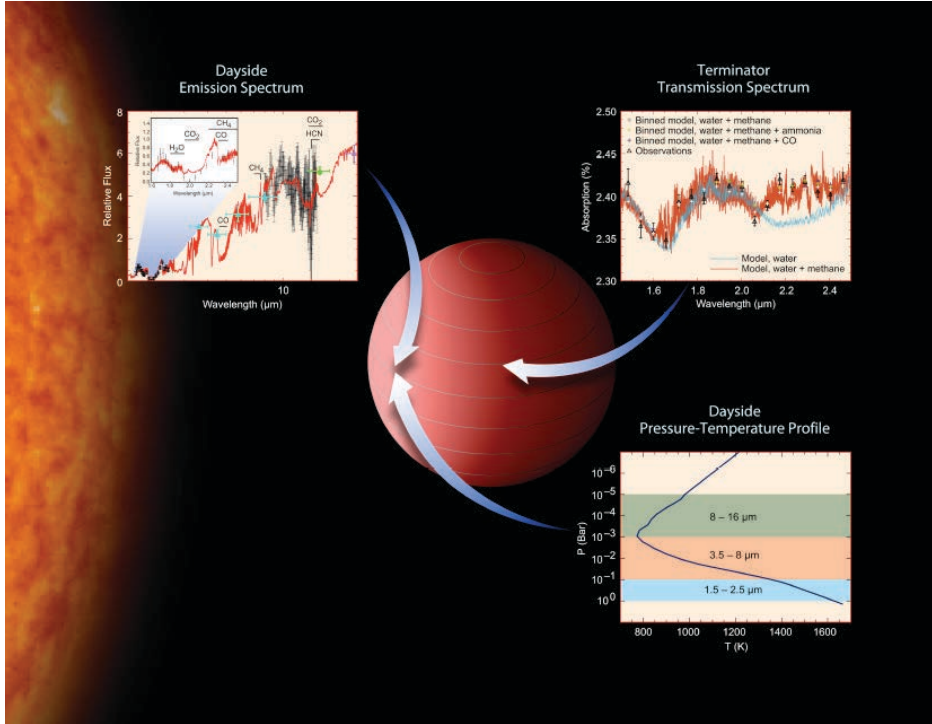


Figure 1 – Schéma récapitulatif des méthodes de caractérisation des atmosphères d'exoplanètes. D'après Swain et al. (2010) [128]

La thèse développée dans le présent manuscrit s'inscrit dans cette logique de caractérisation des atmosphères des exoplanètes, en se focalisant sur les planètes de type terrestre. L'approche développée est cependant différente des méthodes évoquées précédemment, puisqu'on se propose ici d'étudier les émissions de la haute atmosphère. En effet, les spectres d'émissions d'exoplanètes obtenus jusqu'ici sont des spectres d'émissions *thermiques* : ils concernent la basse atmosphère et les longueurs d'onde au-delà du visible. *A contrario* les émissions de la haute atmosphère (on parlera aussi abusivement d'« émissions thermosphériques ») sont des processus d'émission atomique et moléculaire hors équilibre thermodynamique, induits par les photons énergétiques de l'étoile et le vent solaire. Ces émissions sont observées partout dans le système solaire, mais n'ont jamais été détectées dans le cas d'exoplanètes. L'intérêt principal de cette approche, au delà du fait de disposer d'une méthode de caractérisation supplémentaire, est de pouvoir caractériser l'atmosphère de planètes hors transit. En effet, il suffit que la planète soit irradiée par son étoile hôte pour que l'on puisse espérer détecter ces signatures ; celles-ci peuvent alors être extraites par l'étude du décalage doppler (des raies planétaires) et l'analyse de courbes de phase (comme c'est le cas actuellement pour l'émission thermique).

Bien que la majeure partie des planètes actuellement détectées soient des systèmes en transit, les progrès annoncés de l'astrométrie de précision (avec le satellite Gaia, et ses successeurs) ouvre le champ des détections à toute une gamme de planètes indétectables jusqu'alors, avec tous les angles d'inclinaison imaginables (jusqu'aux système dits « face on », vus perpendiculairement au plan de révolution de la planète, et pour lesquels les signaux doppler et de transit sont nuls).

L'objet de cette thèse est donc l'étude de ces émissions thermosphériques dans le cadre de la caractérisation d'exoplanètes. Le point de vue original adopté consiste à étudier les

émissions de la haute atmosphère de la Terre a travers son histoire, en tenant compte à la fois de l'évolution de celle-ci, mais aussi de l'évolution du spectre solaire depuis la naissance du système solaire. Cette étude des émissions thermosphériques est développée ici selon deux aspects : d'une part, *via* l'utilisation de simulations numériques à l'aide des codes de la famille *TRANS* développés à l'origine pour la Terre, puis les autres planètes du système solaire ; d'autre part, une approche expérimentale des émissions lumineuses, *via* l'étude de la Planeterrella, un simulateur d'aurores boréales.

La première partie du manuscrit vise à poser les bases nécessaires à la compréhension de la thèse, avec un premier chapitre consacré à l'histoire de l'atmosphère terrestre, et un second dédié à l'étude de la haute atmosphère et des outils nécessaires à sa modélisation. La deuxième partie est consacrée aux émissions de l'atmosphère primordiale de la Terre, qui est décrite au chapitre 3. Le chapitre 4 présente les résultats obtenus sur l'atmosphère primordiale héritée de la nébuleuse, et concernent les émissions Lyman Alpha. Le cinquième chapitre concerne le développement d'une méthode de détection et de caractérisation d'une couronne d'hydrogène entourant une atmosphère secondaire dominée par le dioxyde de carbone. Enfin, la dernière partie s'intéresse à la Planeterrella, dont le dispositif expérimental est présenté au chapitre 6, et dont l'analyse spectroscopique est développée dans le septième et dernier chapitre.

Acte I

Prolégomènes

Scène 1

Histoire de l'atmosphère Terrestre

Atmosphère ! Atmosphère ! Est-ce que j'ai une gueule d'atmosphère ? !
Arletty.

CONTRAIREMENT à ce qui fut avancé par l'archevêque James Ussher¹, la Terre à connu de très nombreuses évolutions au cours de ses 4,568 milliards d'années (Ga) d'histoire. Si cela est désormais un fait notoire pour sa surface (notamment grâce à la populaire *théorie de la dérive des continents* d'Alfred Wegener), il est en revanche beaucoup moins connu que son atmosphère a subi elle aussi de profondes modifications. Une des explications tient probablement au fait que, de part son caractère intrinsèquement *fugace* d'enveloppe fluide, l'atmosphère a laissé beaucoup moins de traces tangibles que la surface solide, et que par conséquent, il est beaucoup plus complexe de retracer son évolution. C'est pourquoi, bien qu'aujourd'hui les astronomes, géologues et climatologues arrivent à reconstruire son histoire dans un tout plus ou moins cohérent, beaucoup de recherches restent encore à faire sur le sujet, et de nombreux points sont encore débattus par les spécialistes.

L'histoire de l'atmosphère Terrestre telle que présentée dans ce chapitre est donc un état des connaissances faisant actuellement consensus, et ne saurait représenter une vérité absolue. Le contenu de celui-ci est largement inspiré de l'ouvrage *Le Soleil, la Terre, ... la vie* de Gargaud et al., 2009 [33]. Les atmosphères successives qu'a pu connaître notre planète nous serviront par la suite comme point de départ pour calculer l'émission thermosphérique de la Terre depuis sa naissance jusqu'à nos jours.

1.1 La naissance du système solaire

Avant de décrire l'évolution de l'atmosphère terrestre, il apparaît nécessaire de commencer par le commencement, à savoir la naissance du système solaire. En effet, qu'elle ait été primordiale ou secondaire (*cf. infra*), l'atmosphère de la Terre est nécessairement héritée de la nébuleuse dans laquelle elle est apparue. Aussi est-il logique de commencer par décrire le milieu dans lequel notre planète est née et a grandi, afin de pouvoir appréhender la composition de son atmosphère.

Le système solaire s'est formé il y a 4,568 milliards d'années² (Ga), suite à l'effondrement

1. L'archevêque James Ussher (4 janvier 1581 – 21 mars 1656) a établi une chronologie de l'histoire de la Terre restée célèbre, dans laquelle il affirma, se basant sur les textes bibliques, que Dieu avait créé la Terre telle que nous la connaissons aujourd'hui, en 4004 avant Jésus Christ, le 23 Octobre ...

2. Cet âge très précis est calculé par des méthodes de radiochronologie à partir d'inclusions réfractaires riches en calcium et en aluminium (*CAI : Calcium Aluminium-rich Inclusions*) présentes dans des chondrites carbonées tombées sur Terre. Ces chondrites étant les éléments les plus primitifs connus, leur âge sert de référence arbitraire comme temps « zéro » pour le système solaire.

d'un nuage moléculaire. Ces nuages, souvent qualifiés de « pouponnières d'étoiles », sont de gigantesques masses de gaz, très peu denses, constitués principalement d'hydrogène moléculaire H_2 . Ils contiennent cependant tous les éléments nécessaires à la formation de planètes (Fig. 1.1), gazeuses et rocheuses, et notamment une faible quantité de poussières qui, étant opaques au rayonnement visible, permettent de les voir par occultation de la lumière des jeunes étoiles nées en leur sein, pour le plus grand bonheur des astronomes et astrophotographes amateurs.

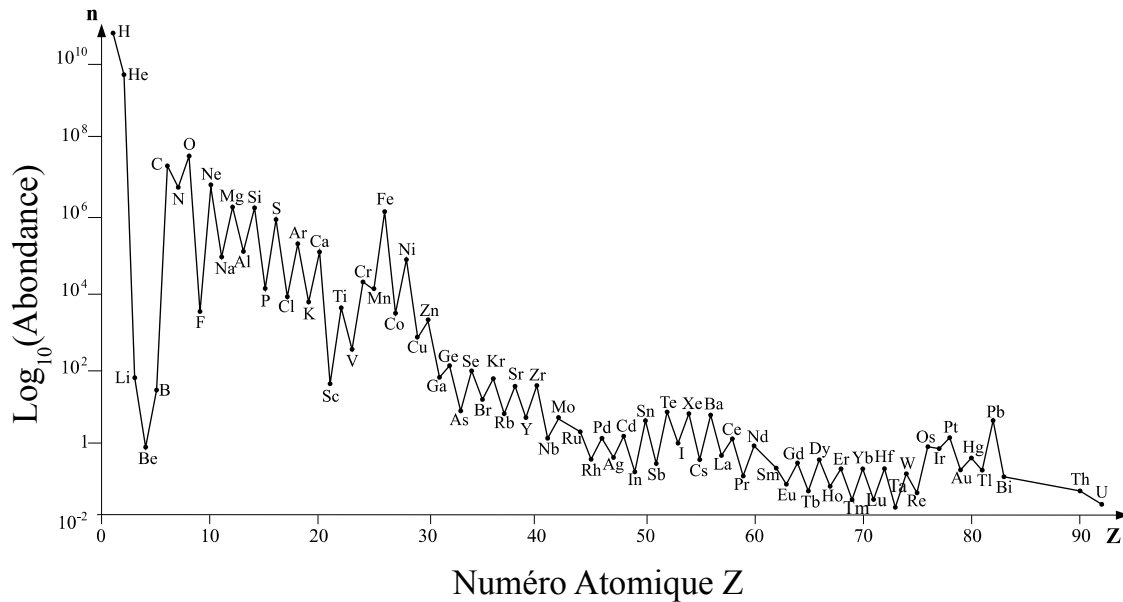


Figure 1.1 – Abondance des éléments dans le système solaire, en parties par million relativement au Silicium. Dans ce diagramme semi-logarithmique, on voit clairement que l'Hydrogène et l'Hélium sont les éléments les plus abondants du système solaire.

Les grandes étapes de la formation d'étoiles de type solaire ont été résumées par Shu et al. (1987) [117], dont est extraite la figure 1.2 :

- Un nuage moléculaire se fragmente en différents cœurs qui condensent.
- Au sein de chaque cœur, une protoétoile se forme sous l'effet de la gravitation. Elle est entourée d'un disque de débris.
- La protoétoile accrète de la matière du reste de la nébuleuse et grossit, pour former une étoile T-Tauri. Elle émet alors un fort vent stellaire, qui dissipe rapidement le reste de la nébuleuse (qui n'a pas été accrété dans l'étoile ou le disque).
- Finalement, une jeune étoile est formée, entourée d'un disque de gaz et de poussières qui donnera potentiellement des planètes (disque protoplanétaire).

La figure 1.1 montre les proportions relatives des éléments dans le système solaire (en parties par million, la référence étant le Silicium), déduites de mesures de la photosphère solaire (le soleil représente à lui seul 99,85% de la masse du système solaire !). Cette courbe est représentative de la composition en éléments de la nébuleuse primitive, mais pas en abondance. En effet, lors de la phase T-Tauri et lorsque l'étoile est juste formée, le flux UV est très important, créant un gradient de température le long du rayon du disque. Par ailleurs, le vent stellaire important souffle les éléments les plus volatiles vers le bord externe du disque. Enfin, une sédimentation se met en place dans l'épaisseur du disque, rassemblant les éléments les plus lourds dans le plan médian de celui-ci. Il en résulte que le disque est fortement inhomogène et que, par conséquent, la composition d'une planète va dépendre de la position à laquelle elle se forme dans le disque.

Enfin, sous l'effet du fort flux UV et du vent stellaire intense, le disque protoplanétaire

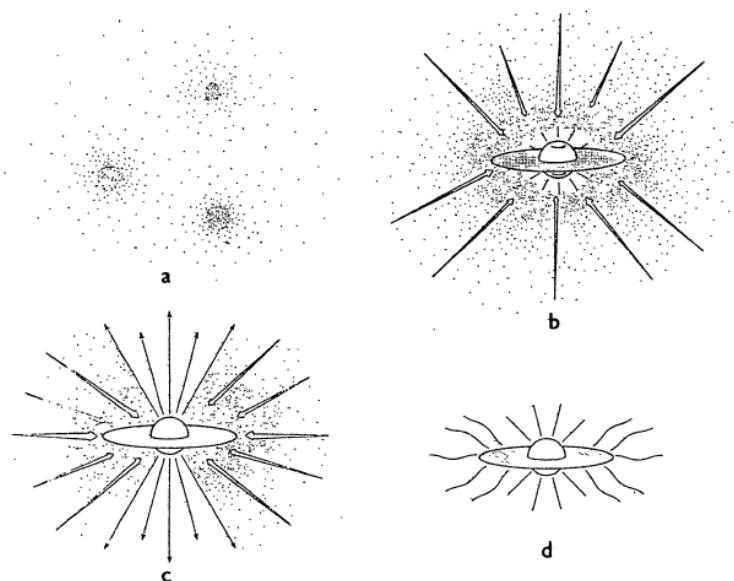


Figure 1.2 – Les quatre grandes étapes de la formation stellaire. (a) Fragmentation et condensation du nuage moléculaire. (b) Une protoétoile entourée d'un disque de débris et formée par effondrement d'un nuage. (c) Formation d'une étoile T-Tauri. (d) Étoile nouvellement formée avec son disque protoplanétaire. D'après Shu et al. (1987) [117].

est très vite évaporé (sur une durée de l'ordre d'une dizaine de millions d'années) si une formation planétaire ne se met pas en place, les éléments légers partant les premiers. Le contenu disponible pour la formation d'une planète dépend donc aussi du temps nécessaire à sa formation.

En conclusion, on retiendra que la prime naissance du système solaire a influé sur la composition des planètes à travers : i) la composition de la nébuleuse primitive dont est issu le système solaire. ii) la position à laquelle la planète s'est formée. iii) le temps nécessaire à la formation de la planète. On verra cependant que la composition de l'atmosphère peut encore dépendre de l'évolution ultérieure du système.

1.2 L'Hadéen : de -4,568 Ga à - 4,0 Ga

1.2.1 -4,568 Ga : la disparition de l'atmosphère primitive

La référence des temps utilisée pour dater le système solaire est, on s'en souvient, l'âge des plus vieilles chondrites carbonées (note 2, page 3). Or le « modèle standard » de formation planétaire prévoit que les planètes rocheuses se forment par accréation de planétésimaux, eux-mêmes étant des agrégats de chondrites. On peut donc supposer qu'à cette date, la Terre n'était pas encore formée. Cependant, les contraintes temporelles posées précédemment sur la durée de vie des disques supposent que la formation de la Terre (i.e. la croissance de celle-ci par accréation de matière jusqu'à son rayon actuel) a dû être rapide, probablement sur un temps inférieur à 100 millions d'années (Ma). En accréant de la matière solide, la planète a aussi accumulé une certaine quantité de gaz, constituant ainsi son atmosphère primordiale. Cette dernière devait alors avoir la composition de la nébuleuse protosolaire, c'est-à-dire majoritairement composée d'hydrogène et d'hélium [111].

Cependant, les conditions régnant alors (une température probablement très élevée, avec une surface en fusion ; l'absence probable de champ magnétique alors que le Soleil présente un flux UV et un vent solaire important) n'étant pas propices au maintien de cette atmosphère,

il est communément admis que celle-ci a très rapidement été perdue [115], probablement même avant la fin de la phase d'accrétion (les multiples impacts reçus par le planétésimal en formation participant probablement au « soufflage » de cette atmosphère primordiale).

1.2.2 -4,568 à -4,47 Ga : la formation d'une atmosphère secondaire

Les planètes rocheuses comme Vénus, la Terre ou Mars ont donc perdu très rapidement leur atmosphère primordiale, n'étant pas assez massives pour les retenir. On sait cependant que ces planètes possèdent encore aujourd'hui une atmosphère (dite « atmosphère secondaire »), et même pour la Terre une hydrosphère. Pour expliquer l'origine de ces éléments légers composant les enveloppes externes, deux scénarii concurrents (Fig. 1.3 a) mais non exclusifs ont été proposés ([84, 32, 33, 100]) :

1. **L'hypothèse du dégazage primordial.** Elle est basée sur le fait que, aujourd'hui encore, les volcans relâchent une grande quantité d'éléments volatils dans l'atmosphère. Dans les premiers temps de l'histoire de la Terre, le flux de chaleur interne était très important, et l'activité volcanique devait être beaucoup plus forte qu'aujourd'hui. Est-ce que ce dégazage a suffi à composer l'atmosphère et les océans actuels ? Tout dépend du modèle de formation adopté, et notamment du type de chondrites (ordinaires, à enstatite, carbonées) à partir duquel notre planète s'est formée.
2. **L'hypothèse du « vernis tardif ».** Les corps formés dans la partie externe du disque protoplanétaire sont riches en éléments volatils (modèle de condensation dû au gradient de température). L'hypothèse du vernis tardif prévoit une origine exogène des éléments composant l'atmosphère et l'hydrosphère terrestre. Là encore plusieurs scénarii sont envisagés : apport cométaire, apport météoritique primordial (on sait, par étude de la cratérisation lunaire, que le flux météoritique était beaucoup plus important dans les premiers âges du système solaire) ou apport micrométéoritique continu.

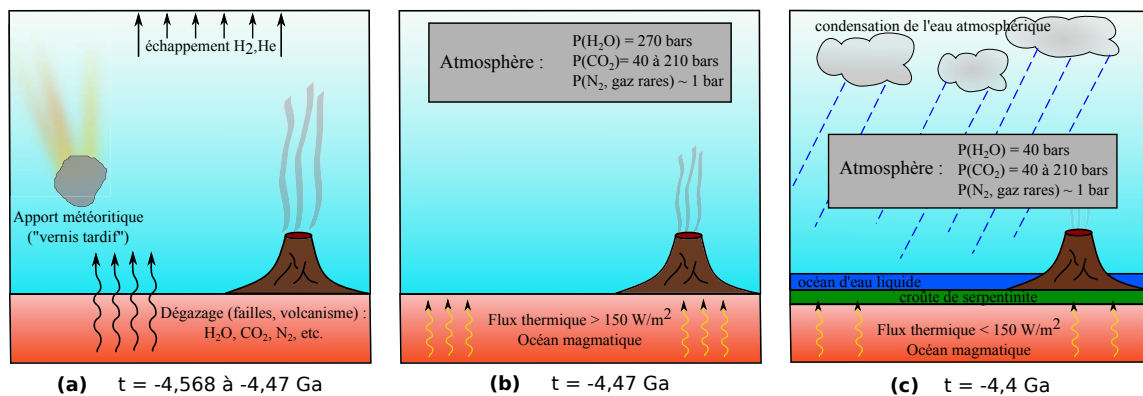


Figure 1.3 – Schéma représentant l'évolution de l'atmosphère au début de l'Hadéen. (a) Entre -4,568 Ga et -4,47 Ga, la Terre perd son atmosphère primordiale (principalement composée d'hydrogène et d'hélium, héritée de la nébuleuse protosolaire), rapidement remplacée par une atmosphère secondaire, issue d'un dégazage interne et/ou d'un apport exogène. (b) Portrait-robot de l'atmosphère à -4,47 Ga, après la mise en place de l'atmosphère secondaire : le flux de chaleur interne encore très important (principalement dû à la désintégration de radioéléments à courte période) impose une température de surface très élevée (> 1200°C) ; la pression de surface est de plusieurs centaines de bars. (c) Entre -4,47 et -4,4 Ga, le flux de chaleur interne de la Terre diminue, conduisant à la formation d'une croûte solide ($T_{\text{surf}} < 300^{\circ}\text{C}$) et à la condensation d'une grande partie de l'eau atmosphérique sous la forme d'océans.

Il n'est pas possible actuellement de trancher entre les différents scénarii. Et pour cause : de nombreux éléments tantôt en faveur de l'un, tantôt en faveur de l'autre, tendent à montrer que ces hypothèses sont plutôt complémentaires, et que les enveloppes externes de la Terre trouvent leur origine dans les deux sources d'éléments volatiles.

À quoi ressemblait l'atmosphère secondaire à la fin de sa mise en place ? L'absence de preuves géologiques évidentes conduit les spécialistes à construire des modèles relativement putatifs. On peut cependant essayer de dresser le portrait de cette atmosphère à -4,47 Ga (Fig. 1.3 b) : les constituants majoritaires sont l'eau, le dioxyde de carbone, le diazote et les principaux gaz rares. Le flux de chaleur interne important et l'effet de serre maintiennent une température de surface supérieure à 1200 °C. À cette température, si l'on suppose que toute l'eau des océans actuels est vaporisée, la pression partielle en H₂O est de 270 bars. La pression partielle en CO₂ est estimée entre 40 et 210 bars selon les modèles. Enfin, la pression partielle de N₂ et des gaz rares est estimée autour de 1 bar, soit environ la valeur actuelle. Ce dernier point se retrouve dans la plupart des modèles d'évolutions d'atmosphère : les gaz rares et le diazote étant relativement inertes et lourds, ils réagissent peu et sont peu sujets à l'échappement atmosphérique³. Aussi estime-t-on habituellement que leur pressions partielles sont figées depuis la mise en place de l'atmosphère secondaire.

1.2.3 -4,47 à - 4,4 Ga : la mise en place des océans

À partir de -4,47 Ga, le flux de chaleur interne devient suffisamment faible pour autoriser la formation d'une croûte solide à la surface de la Terre. La température externe n'est plus alors que de l'ordre de 300°C. À cette température, et pour les conditions de pression régnant alors, l'eau commence à condenser (Fig. 1.3 c).

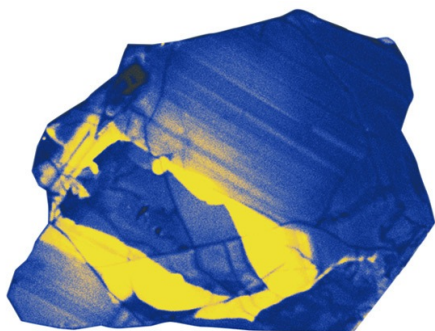


Figure 1.4 – Image en cathodoluminescence du plus vieux zircon terrestre, attestant la présence d'eau liquide il y a 4,4 Ga

Crédits : John Valley, Université du Wisconsin

Les océans se forment alors par précipitation de l'eau condensée à un rythme effréné (peut-être en moins de 1000 ans [100]). La première contrainte certaine que nous pouvons poser est la présence d'eau liquide stable à la surface de la Terre à -4,4 Ga. Celle-ci est attestée par l'existence de zircons découverts à Jack Hills, en Australie, au début des années 2000 (Fig. 1.4).

Le Zircon est un minéral de formule ZrSiO₄ très utilisé en géochronologie, notamment parce qu'il est dur (donc stable) et qu'il inclut des éléments radioactifs lors de sa cristallisation, rendant précise sa datation absolue. L'existence de ces zircons il y a 4,4 Ga assure aux géologues la présence d'eau liquide stable en grandes quantités, et donc d'océans, à la surface du globe. Pour une analyse détaillée du « message » des zircons de Jack Hills, voir notamment [33].

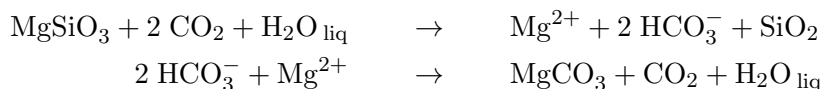
Les modèles conduisent à une pression partielle en eau de l'ordre de 40 bars à -4,4 Ga, avec une pression partielle en CO₂ toujours comprise entre 40 et 210 bars selon les modèles (Fig. 1.3 c).

1.2.4 -4,4 Ga à -4,0 Ga : la séquestration du CO₂

Après la condensation des océans, le dioxyde de carbone devient le composant majoritaire de l'atmosphère. La température au sol est alors encore très élevée (200-250°C), du fait d'un

3. Cette dernière assertion est à relativiser en ce qui concerne certains gaz rares, en particulier le Xénon, dont le double mystère des abondances (abondance terrestre trop faible et fractionnement isotopique anormal) ont conduit à la naissance d'une discipline à part entière, la « xénologie ».

important effet de serre. Dans ces conditions, une véritable « pompe à carbone » se met en place, par lessivage des roches silicatées, selon une réaction de carbonatation du type :



On peut voir que le bilan net de cette réaction est le piégeage sous forme de carbonate insoluble (indifféremment de magnésium ou de calcium) d'une molécule de CO_2 de l'atmosphère. La principale inconnue concernant le piégeage du dioxyde de carbone concerne sa durée. De fait, il dépend en premier lieu de la quantité de CO_2 initialement présent dans l'atmosphère (de 40 à 210 bars selon les modèles), mais aussi de l'efficacité du processus. En effet, la pompe à CO_2 fonctionne d'autant mieux que le renouvellement des roches lessivables et que l'enfouissement dans le manteau (séquestration à long terme) est rapide. Ces deux derniers points sont directement corrélés à l'existence d'une tectonique des plaques, dont on ne sait pas précisément à quelle date elle s'est mise en place. De nombreux indices laissent cependant supposer que cela s'est fait très tôt dans l'histoire de la Terre, ce qui impliquerait une diminution rapide de la quantité de CO_2 dans l'atmosphère.

Au final, le portrait robot de l'atmosphère à -4 Ga est le suivant : l'eau a fini de se condenser, pour atteindre une pression partielle dans l'atmosphère de quelques centaines de ppmv (parties par million en volume), fortement dépendante de la température locale. La pression en CO_2 a chuté à une valeur de l'ordre de 1 bar, du fait du piégeage sous forme de carbonates. La pression partielle en diazote est de l'ordre de 1 PAL (*Present Atmospheric Level*). Enfin, nous allons discuter la présence éventuelle en quantité non négligeable de deux autres gaz : CH_4 et H_2 .

Le méthane

Comme nous venons de le voir, l'enfouissement du CO_2 atmosphérique a peut-être été très rapide. Or, la luminosité solaire étant à cette époque beaucoup plus faible (*cf. infra*, « le paradoxe du Soleil jeune »), en l'absence de gaz à effet de serre efficace comme l'eau ou le dioxyde de carbone, la température de surface aurait été très inférieure à 0°C , conduisant à une glaciation totale de la Terre, phénomène connu dans la littérature sous le nom de « Terre-boule-de-neige » (*Snowball Earth*). Le problème est que cette vision d'une Terre froide est en totale contradiction avec les valeurs des paléo-températures des océans au début de l'Archéen (-3,8 Ga), déterminées par mesures des isotopes de l'oxygène et du silicium dans les roches. Si l'hypothèse de la séquestration rapide du CO_2 est avérée, il faut alors faire appel à un autre gaz à effet de serre pour expliquer ce paradoxe apparent : le candidat privilégié est généralement le méthane CH_4 , gaz à effet de serre efficace. Le problème est que la durée de vie du méthane atmosphérique est faible, ce gaz étant très sensible aux rayonnements ultra-violet.

Pour expliquer sa présence sur plusieurs centaines de millions d'années en quantités suffisantes pour assurer une température de surface positive, il faut donc imaginer des processus de création constante de méthane. Il se trouve qu'il existe à cette époque une source abiotique potentiellement importante de méthane : il s'agit de l'altération de la croûte océanique (serpentinisation) par des fluides hydrothermaux riches en CO_2 , conduisant à la formation de CH_4 par des réactions de type Fischer-Tropsch. S'il existait donc bien une source de méthane, il est difficile voire impossible de déterminer dans quel mesure ce processus était efficace, et donc de savoir avec certitude si ce gaz à pu faire office de gaz à effet de serre.

Le dihydrogène

Les cas du dihydrogène est intéressant à plusieurs points de vue. Tout d'abord, dans un but de recherche des origines de la vie, une atmosphère riche en H_2 étant une atmosphère

réductrice, propice à la synthèse de molécules organiques. C'est ce type d'atmosphère réductrice qu'utilisèrent Stanley Miller et Harold Urey dans leur célèbre expérience de 1953 [92], au cours de laquelle ils montrèrent la possibilité de produire des acide-aminés de manière abiotique. Si les sources de dihydrogène dans l'atmosphère sont bien identifiées (réactions de serpentinisation précédemment citées, sources volcaniques - principalement sous la forme H_2S), le problème de la rétention dans l'atmosphère de ce gaz se situe plus haut. En effet, H_2 étant le gaz diatomique le plus léger, et il est par conséquent soumis à l'échappement de Jeans⁴.

Si de nos jours, l'hydrogène est soumis à l'échappement de Jeans, du fait de la température élevée de la haute atmosphère (~ 1000 K), il n'en était peut-être pas de même à l'Hadéen. En effet, les travaux récents de Tian et. al (2005) [131] tendent à montrer que celle-ci pouvait être beaucoup plus froide à l'Hadéen, suivant la quantité de CO_2 dans l'atmosphère. Par ailleurs, certains auteurs ont pendant longtemps avancé l'existence d'une haute atmosphère très chaude ($T \sim 10000$ K) du fait du flux UV important à l'Hadéen [63, 64]. Ce point de vue est aujourd'hui remis en cause⁵, et il a été montré qu'un flux UV important entraînerait un échappement hydrodynamique de l'atmosphère, lequel pourrait assurer une température exosphérique modérée (inférieure à 1000 K) du fait des processus de refroidissement adiabatique [132]. Toutes ces considérations, couplées à une activité hydrothermale et volcanique alors beaucoup plus intenses, conduisent à penser que l'atmosphère à l'Hadéen a pu être, au moins pendant une certaine période, riche en dihydrogène.

1.3 L'Archéen : de -4,0 Ga à -2,5 Ga

L'Archéen est la période des temps géologiques qui s'étend de -4 milliards d'années à -2,5 milliards d'années. Elle a été marquée à son début, vers -3,9 Ga, par un événement retentissant : le LHB (pour « *Late Heavy Bombardment* »), un bombardement météoritique intense et tardif, a priori imputable à la migration de Jupiter. Bien que différents modèles s'affrontent concernant le LHB, allant d'un bombardement régulier et décroissant jusqu'à un événement extrêmement ponctuel (et par conséquent plus intense) [147], il semble dans tous les cas que l'impact sur l'atmosphère ait été réduit, ou au moins limité dans le temps.

D'un point de vue géologique, l'Archéen voit apparaître les plus anciennes roches connues aujourd'hui : il s'agit des gneiss d'Acasta. Ces roches volcaniques fournissent de précieuses informations aux géologues sur les processus dynamiques alors en place (tectonique des plaques, mécanisme de subduction, gradients géothermiques, etc.). À peine plus récents, les gneiss d'Isua au Groenland, plus vieilles roches volcano-sédimentaires mises au jour, mettent en évidence (de manière bien plus directe que les zircons de Jack Hills) l'existence d'océans d'eau liquide stables il y a 3,8 Ga.

Cependant, malgré l'existence de ces structures géologiques, véritables « mémoires de la Terre », très peu d'informations sont disponibles concernant la composition de l'atmosphère, et il est nécessaire de faire appel à la modélisation. Le modèle de référence communément utilisé est celui de Kasting (1993) [57], dont nous allons présenter les grandes lignes :

- la pression partielle en CO_2 initiale est de l'ordre de 1 bar (celle que nous avons à la fin de l'Hadéen), décroissant par les processus de carbonatation.
- La pression en eau, de l'ordre de $10^{-2} - 10^{-3}$ bars, varie localement avec la température (comme de nos jours).

4. L'échappement de Jeans correspond à l'échappement thermique des constituants d'une atmosphère par ailleurs en équilibre hydrostatique. Il se produit dans la haute atmosphère, au niveau de l'exobase, limite au delà de laquelle le libre parcours moyen des particules devient supérieur à l'épaisseur de la couche d'atmosphère située au dessus d'elles. Cet échappement concerne en premier lieu les particules les plus légères : de nos jours, seul l'hydrogène est soumis à cet échappement.

5. Pour une revue complète des problèmes d'échappement présent et passé, voir [64].

- Comme précédemment, la pression de N_2 est supposée être de 1 PAL, soit environ 0,8 bars.
- La pression en méthane est supposée être de l'ordre de 10 à 100 PAL (10^{-5} – 10^{-4} bars). Si à l'Hadéen, l'origine du méthane se trouvait dans les réactions de serpentinisation de la croûte recouvrant l'océan magmatique, à l'archéen, ce sont principalement les circulations hydrothermales importantes qui altèrent les roches basiques et ultrabasiques de la croûte océanique et libèrent du CH_4 . Certains auteurs ont avancé l'hypothèse d'une teneur encore plus élevée, sous l'impulsion de colonies de bactéries méthanogènes (dont l'existence et l'étendue à cette époque restent encore à prouver). Si le cas du méthane est autant débattu, c'est que, comme à l'Hadéen, il est envisagé comme gaz à effet de serre efficace pour éviter l'existence d'une Terre-boule-de-neige (voir encadré plus bas, « Le paradoxe du soleil jeune »).
- Le modèle de Kasting prévoit en plus dans l'atmosphère des gaz tels que CO, NO ou HCN. Cependant, ceux-ci restent hypothétiques (leur présence est basée sur une composition des rejets volcaniques identiques à ceux que nous connaissons actuellement, hypothèse assez improbable vu la différence de composition du manteau) et leurs proportions difficilement quantifiables.
- Enfin, nous allons nous intéresser au cas du dioxygène. À l'Archéen, la seule source de O_2 est abiotique : il s'agit de la photolyse de l'eau atmosphérique, suivie de l'échappement de H_2 (un processus encore à l'œuvre de nos jours). L'oxygène formé réagit alors avec les gaz volcaniques réducteurs, conduisant à une pression partielle en O_2 très faible, de l'ordre de 10^{-10} bars. Cette valeur très faible de l'oxygène moléculaire dans l'atmosphère est attestée par l'existence de formations ferrifères rubanées (BIF : *Banded Iron Formations* : Fig. 1.5). Ces structures impliquent que le fer issu du lessivage des roches était alors en solution dans les océans, ce qui suppose une atmosphère et des océans réducteurs, donc possédant une très faible teneur en dioxygène (d'où la limite supérieure de 10^{-10} bars fixée). Comme nous le verrons par la suite, la disparition de ces BIF après -2,2 Ga est une preuve forte de l'oxygénation de l'atmosphère.



Figure 1.5 – Exemple de formation ferrifère rubanée (BIF : *Banded Iron Formation*) prise à Gopping Gap, dans le craton de Pilbara (Australie, -3,4 Ga), montrant une alternance de niveaux noirs (cherts siliceux) et rouges (riches en oxyde de fer). Ces formations supposent un fer mobile, ce qui implique une atmosphère anoxique. Crédits : Hervé Martin

Le paradoxe du soleil jeune

Les modèles d'évolution stellaire prédisent que la luminosité solaire était de l'ordre de 27 % plus faible qu'aujourd'hui il y a 4 milliards d'années, et encore 20 % plus faible il y a 2,8 Ga [38]. Or, la température à la surface d'une planète est déterminée par l'énergie qu'elle reçoit de son étoile, son albédo (la fraction d'énergie qu'elle réfléchit directement) et l'effet de serre due à son atmosphère. En supposant une atmosphère identique à celle que connaît actuellement la Terre, la luminosité solaire aurait été totalement incapable, à l'Hadéen et l'Archéen, d'assurer une température de surface supérieure à 0°C (Fig. 1.6). Une telle configuration aurait conduit à une Terre totalement recouverte de glace, qualifiée de ce fait de « Terre-boule-de-neige ».

Or, les archives géologiques montrent que tel n'était pas le cas ; au contraire, tout semble indiquer que les océans étaient plutôt chauds à l'Archéen. Seules trois glaciations principales ont été enregistrées avant -2 Ga. Ce paradoxe apparent, qualifié de « paradoxe du soleil jeune » (ou faible - *faint sun paradox* en anglais), a été mis en évidence par Sagan et Mullen au début des années 70 [108]. Depuis, un

certain nombre de modèles ont été proposés pour expliquer ce paradoxe, tous faisant appel à une contribution majeure des gaz à effet de serre. Un mécanisme intéressant avancé par Walker [142] propose un climat régi par un cycle des carbonates-silicates : lorsque la température est positive, le lessivage des roches conduit à une diminution du CO₂ atmosphérique par carbonatation. Lorsque la teneur en dioxyde de carbone devient trop faible, la Terre se retrouve recouverte de glace : le mécanisme de séquestration du carbone est alors arrêté (plus de circulation d'eau liquide). L'atmosphère s'enrichit alors en CO₂ rejeté par les volcans, jusqu'à ce que l'effet de serre soit suffisant pour permettre une température positive, conduisant à une déglaciation. L'eau liquide pouvant à nouveau circuler, la « pompe à CO₂ » peut alors reprendre, et ainsi de suite ...

D'autres modèles, notamment celui de Kasting concernant l'atmosphère Archéenne, supposent que le gaz à effet de serre responsable d'une température de surface positive est le méthane, faisant appel à des origines géologiques, voire biologiques, de ce gaz (voir paragraphes 1.2.4 et 1.3).

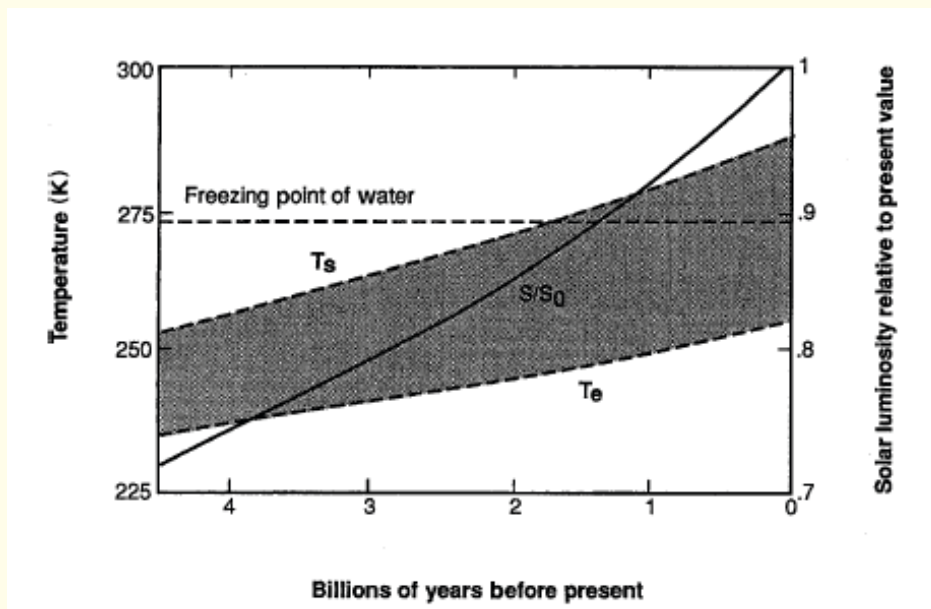


Figure 1.6 – Illustration du paradoxe du soleil jeune. La courbe en trait plein représente l'évolution de la luminosité solaire relativement à sa valeur actuelle. La courbe pointillée inférieure représente l'évolution de la température effective, la courbe pointillée supérieure représente celle de la température de surface en supposant une atmosphère identique à l'atmosphère actuelle. On voit que selon ce modèle, la température à la surface de la Terre aurait dû être négative jusqu'à environ -2 Ga, ce que contredisent les archives géologiques. D'après Kasting et Catling (2003) [58].

1.4 Le Protérozoïque : de -2,5 Ga à -540 Ma

1.4.1 Le GOE, un changement révolutionnaire

Le Protérozoïque est la plus longue des périodes stratigraphiques, couvrant à elle seule 2 milliards d'année de l'histoire de la Terre. Elle contient l'évènement le plus remarquable dans l'histoire de l'atmosphère terrestre, au moins en ce qui concerne la vie et son évolution : il s'agit de l'apparition de l'oxygène moléculaire dans l'atmosphère. Cet évènement, qui s'est déroulé entre -2,4 et -2,0 Ga a reçu le nom de *Great Oxidation Event* (GOE) [48]. Durant cette période, la concentration en dioxygène dans l'atmosphère est passée de 10^{-10} bars à une valeur comprise entre 0,5 et 5% PAL (soit 1-10 mbars). D'un point de vue géologique, le GOE est attesté par au moins quatre évènements majeurs et indépendants, que nous allons expliciter [33, 85] :

1. **La disparition des BIF.** Comme on l'a vu précédemment, les BIF (formation ferri-fères rubanées, Fig. 1.5) proviennent de la précipitation locale du fer en solution dans l'eau. Or, pour que cet élément reste en solution, il faut qu'il se trouve sous son degré d'oxydation II, ce qui n'est pas possible dans des conditions oxydantes. Alors que les BIF sont des éléments abondants avant 2,2 Ga (voir paragraphe 1.3), leur quasi disparition après cette date montre un changement dans le niveau d'oxydation de l'atmosphère⁶.
2. **L'apparition de paléosols oxydés.** Les paléosols rouges apparaissent de manière massive après -2,2 Ga. Leur couleur est due à la présence d'oxydes et d'hydroxyde de fer (hématite, goethite, ...), dans lesquels le fer est sous son degré d'oxydation III. L'apparition des paléosols oxydés est donc l'exacte pendant de la disparition des BIF : le fer n'étant plus mobile sous une atmosphère oxydante, il ne peut plus passer en solution dans l'eau pour aller former des BIF, et reste fixé sous la forme d'oxyde dans les sols.
3. **La disparition des dépôts d'uraninite.** Le cas est comparable à celui du fer. L'uranium existe sous deux états d'oxydation : U^{4+} et U^{6+} . Sous sa forme réduite, il est peu soluble et précipite sous la forme de dépôts d'un minéral appelé uraninite UO_2 (pechblende d'où est extrait l'uranium utilisé comme combustible dans les centrales nucléaires). En revanche, sous sa forme oxydée, l'uranium est très soluble et reste en solution dans l'eau. La disparition des dépôts d'uraninite après -2,2 Ga atteste une nouvelle fois du changement rapide de l'état d'oxydation de l'atmosphère et des océans.
4. **La modification du fractionnement isotopique du soufre.** Il s'agit peut-être de la preuve la plus précise et qui pose les plus fortes contraintes sur l'enrichissement en oxygène de l'atmosphère. Actuellement, le soufre atmosphérique subit un fractionnement dit « normal », c'est-à-dire dépendant directement de la masse selon un rapport prédit par la théorie cinétique des gaz. Or, Farquhar et al. (2000) [26] ont mis en évidence l'existence d'un fractionnement anormal du soufre avant 2,2 Ga (Fig. 1.7). Ce fractionnement, qualifié par abus de langage d'« indépendant de la masse »⁷ (MIF : *Mass Independent Fractionation*), a été expliqué par Pavlov et Kasting en 2002 [97]. Il est induit par des réactions de photolyse du dioxyde de soufre sous l'effet d'un rayonnement UV. La majorité du SO_2 se trouvant dans la troposphère, le passage d'un fractionnement anormal à un fractionnement dépendant de la masse à partir de -2,2 Ga traduit la mise en place d'une couche d'ozone stratosphérique, capable d'arrêter les rayonnements UV dissociants. Or, la pression partielle en dioxygène nécessaire pour que se mette en place une telle couche est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6}$ bars. La découverte de changement de loi suivie par le fractionnement isotopique du soufre permet de donc de poser une contrainte chiffrée sur la quantité de dioxygène, et marque de manière irréfutable le passage d'une

6. Certaines BIF ont été datées de -1,8 Ga, soit après le GOE. Cependant, ces structures se formant dans les océans, les BIF formés après -2,0 Ga semblent plutôt montrer un retard à l'oxydation des océans.

7. Car il dépend en fait de la masse des isotopes. Cette appellation signifie simplement que le fractionnement ne suit pas la loi de fractionnement classique $\delta^{33}S = 0,515 \times \delta^{34}S$ dépendant de manière univoque de la masse.

atmosphère anoxique (avec une pression partielle en O_2 inférieure à 10^{-5} PAL) à une atmosphère oxydante.

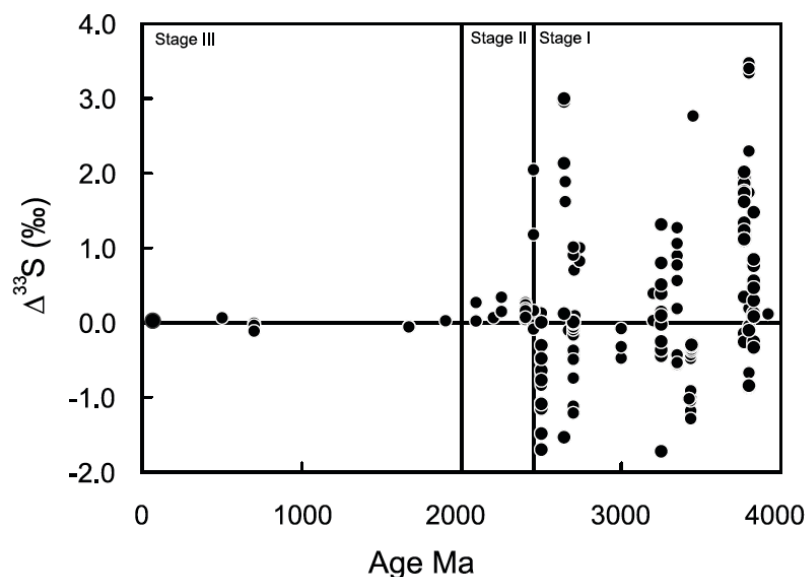
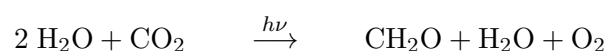


Figure 1.7 – Diagramme montrant l'évolution de $\Delta^{33}S = \delta^{33}S - 0,515 \times \delta^{34}S$ (formule correspondant à un fractionnement « normal » du Soufre). On peut voir très nettement que avant -2,2 Ga, $\Delta^{33}S \neq 0$, ce qui signifie que le soufre ne suit pas un fractionnement normal. Cette caractéristique a été interprétée par Pavlov et Kasting (2002) [97] comme la mise en place d'une couche d'ozone, et donc d'une atmosphère riche en oxygène (D'après Farquhar et Wing (2003) [25])

1.4.2 Les causes possibles du « retard à l'oxydation »

Les preuves de l'accumulation de dioxygène dans l'atmosphère autour de -2,3 Ga sont donc nombreuses, faisant du GOE l'un des événements les mieux datés et les mieux documentés dans les « archives géologiques ». La question qui se pose naturellement est donc celle de l'origine de cet élément. Le seul mécanisme connu capable de produire de grands volumes de dioxygène est la photosynthèse oxygénique, selon une réaction du type :



CH_2O représente toutes les molécules organiques complexes susceptibles d'être formées par photosynthèse.

Autrement dit, c'est l'apparition de la photosynthèse oxygénique chez les cyanobactéries et les eucaryotes qui a permis l'enrichissement progressif de l'atmosphère en dioxygène. Or, ceci pose *a priori* un petit problème chronologique, qui a conduit de nombreux auteurs à considérer, jusqu'à la découverte du fractionnement anormal du soufre, que l'atmosphère était oxydante bien avant -2,3 Ga. Car les cyanobactéries, responsables du changement d'état d'oxydation de l'atmosphère, sont apparues bien avant cette



Figure 1.8 – Stromatolites en développement, dans la baie de Shark en Australie. Ces roches biogéniques permettent d'attester la présence de vie il y a au moins 2,7 Ga.

Crédits : Paul Harrison

date : on sait de manière sûre, grâce aux stromatolites fossiles (Fig. 1.8), que ces bactéries étaient déjà présentes sur Terre il y a de cela 2,7 milliards d'années. Des traces plus anciennes, quoique moins certaines et beaucoup plus discutées, tendraient à prouver que la vie serait apparue bien avant, peut-être aussi tôt que -3,8 Ga. Quoiqu'il en soit, il existe dans tous les cas un « retard à l'oxydation », *i.e.* un délai entre la mise en place de la photosynthèse oxygénique et le début de l'enrichissement de l'atmosphère en dioxygène. Nous allons présenter succinctement les mécanismes possibles invoqués pour expliquer ce retard :

1. **La séquestration du carbone organique.** On a vu que la réaction de photosynthèse responsable du rejet dans l'atmosphère d'une molécule de O_2 conduisant à la formation de molécules organiques, dans lesquelles le carbone se trouve sous une forme réduite. À la mort de l'organisme, ce carbone, s'il n'est pas soustrait du contact de l'atmosphère, sera à nouveau oxydé par le dioxygène atmosphérique, limitant de fait son accumulation. Il faut donc que le carbone organique soit séquestré à la mort des organismes photosynthétiques, ce qui est le cas actuellement par enfouissement dans les eaux peu profondes du plateau continental. Il est alors probable que le changement de style tectonique vers -2,5 Ga, avec l'apparition de larges plaques semblables aux plaques actuelles, ainsi que la fracturation à cette époque du supercontinent Kernoland, favorisant une remontée générale du niveau des eaux, soient responsables de la formations de vastes plateaux continentaux, rendant efficace ce mécanisme d'enfouissement du carbone.
2. **L'oxydation du fer en solution.** Comme nous l'avons vu précédemment, une des structures caractéristiques de la fin de l'Archéen est l'existence de larges formations ferri-fères rubanées (BIF), formées par précipitation des ions ferreux dans l'océan au contact d'un milieu oxydant. Les cyanobactéries se développant sur des plateaux peu profonds, elles auraient alors enrichi localement l'atmosphère en oxygène, conduisant à une oxydation superficielle des océans. Ces couches superficielles oxydées auraient ensuite été déplacées par la circulation océanique et mélangées à des couches plus profondes réductrices (donc contenant du fer en solution), conduisant à la formation de BIF. Selon ce scénario, l'oxygène n'aurait pu commencer à s'accumuler dans l'atmosphère qu'après l'oxydation « totale » du fer présent en solution dans les océans.
3. **L'oxydation progressive du manteau terrestre.** L'eau injectée dans le manteau au niveau des zones de subduction retourne dans l'atmosphère par l'intermédiaire des rejets volcaniques. Dans le cas d'un manteau plus réducteur, l'eau aurait réagi avec le fer mantellique, conduisant à un rejet de H_2 qui, par réaction avec le O_2 atmosphérique redonne de l'eau. L'oxygénation de l'atmosphère n'aurait pu se produire qu'après oxydation du manteau supérieur. L'analyse de laves datant de -3,8 Ga semble cependant montrer que l'état d'oxydation du manteau a peu changé, rendant caduque cette explication. Il reste que H_2 n'est pas le seul gaz à réagir avec O_2 , et d'autres modifications dans la composition des rejets volcaniques ont été avancées pour expliquer ce retard au GOE [49].
4. **La nécessité d'un soleil « assez chaud ».** La dernière hypothèse avancée pour expliquer le retard à l'oxygénation de l'atmosphère est peut-être aussi la plus étonnante : il s'agit de la compétition entre les bactéries photosynthétiques et les chimiotrophes méthanogènes sous un soleil froid. En effet, on a vu que le paradoxe du soleil jeune (cf. encadré page 11) impliquait *a priori* la présence d'un gaz à effet de serre efficace dans l'atmosphère pour autoriser des températures supérieures à $0^\circ C$ à la surface de la Terre.

Supposons maintenant que des colonies de cyanobactéries se développent assez tôt dans l'histoire de notre planète, conduisant à l'oxygénation de l'atmosphère et des océans. Cette dernière aurait deux conséquences principales : une diminution de la quantité de méthane atmosphérique, et une intoxication des organismes méthanogènes (qui ne survivent que dans des milieux anoxiques). La teneur en méthane diminuant, la température de surface diminuerait aussi, conduisant éventuellement à une glaciation globale. Cette

glaciation aurait à son tour deux impacts majeurs : une baisse de l'activité des cyanobactéries (d'une part parce qu'elle sont sensibles aux faibles températures, d'autre part parce qu'une couche de glace opaque au rayonnement visible rendrait moins efficace l'activité photosynthétique) et un arrêt de l'enfouissement du carbone (cf. cycle de Walker). Les archées méthanogènes pourraient alors proliférer, conduisant à une augmentation du taux de CH_4 atmosphérique qui, couplée à une accumulation de CO_2 , permettrait d'enclencher à nouveau l'effet de serre, et donc de revenir à des températures positives. La Terre aurait alors connu plusieurs périodes de glaciations (certaines ont effectivement été enregistrées à -2,7 et -2,3 Ga) et de dégel, sous l'impulsion de cette compétition entre les différents organismes. Ce cycle aurait alors duré jusqu'à ce que le soleil soit suffisamment chaud pour autoriser des températures positives sans le concours du méthane, permettant alors aux cyanobactéries de proliférer et d'enrichir l'atmosphère en dioxygène. Un des aspects attrayant de cette explication vient de la concomitance entre un soleil suffisamment lumineux (autour de -1,9 Ga pour une quantité de CO_2 égale à 1 PAL (Fig. 1.6), un peu avant pour une quantité légèrement supérieure) et le GOE.

1.4.3 De -2,0 Ga à -540 Ma : le « boring billion » et la fin du Protérozoïque

Comparé à cette succession d'atmosphères depuis le début de l'histoire Terrestre, le milliard et demi d'années restant concernant le Proterozoïque (de la fin du GOE vers -2,0 Ga jusqu'au début du Phanerozoïque à -540 Ma) semble étonnamment calme. Il se caractérise par une diminution de la concentration en CO_2 par le processus de formation des carbonates, jusqu'à une valeur comprise entre 10 et 25 PAL vers -0,6 Ga (1 PAL = 300 ppmv, cette concentration de référence en CO_2 atmosphérique correspondant à sa valeur pré-industrielle). Cette concentration a cependant pu connaître des variations d'amplitude plus importante pendant cette période (par exemple à travers le mécanisme de Walker). Concernant O_2 il semblerait que la concentration soit restée stable pendant près d'un milliard d'années (appelé de ce fait « boring billion » [48]), avant de connaître une nouvelle augmentation vers -0,8 Ga, pour atteindre une valeur au moins égale à 50% PAL à la fin du Proterozoïque (Fig. 1.9).

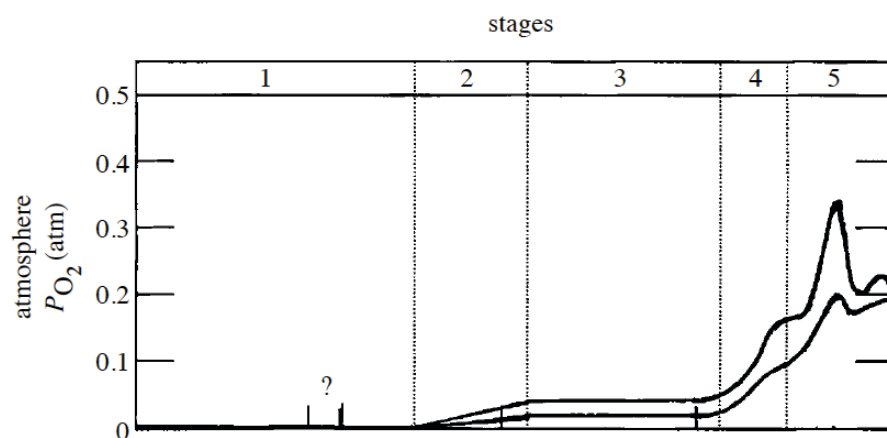


Figure 1.9 – Evolution de la concentration en dioxygène dans l'atmosphère à travers 5 périodes : 1(-3,85 à -2,45 Ga) ; 2(-2,45 à -1,85 Ga) ; 3(-1,85 à -0,85 Ga) ; 4(-0,85 à -0,54 Ga) ; 5 (-0,54 Ga à aujourd'hui). La deuxième période, marquée par le début de l'enrichissement de l'atmosphère en dioxygène, correspond au *Great Oxidation Event* (GOE). La période 3, au cours de laquelle la concentration de O_2 atmosphérique n'a pas ou peu évolué a reçu le nom de « boring billion ». Cette concentration a alors de nouveau augmenté, est passée par une valeur maximale au carbonifère (imputable aux grands végétaux ligneux ayant colonisé les terres), avant de redescendre à sa valeur actuelle. Les courbes correspondent aux limites supérieures et inférieures probables de la concentration en O_2 dans l'atmosphère. D'après Holland (2006) [48]

1.5 Le Phanérozoïque : de -540 Ma à aujourd'hui

La Phanérozoïque est la période couvrant les 500 derniers millions d'année d'histoire de la Terre. Le choix de -540 Ma correspond à un événement biologique majeur : l'explosion cambrienne, une radiation évolutive ayant conduit en très peu de temps à la formation de la plupart des groupements biologiques actuels. Bien que le Phanérozoïque soit la période géologique la plus courte, elle est la plus détaillée et la plus documentée, ceci pour deux raisons : tout d'abord, étant la période la plus récente, de nombreuses « mémoires géologiques » (roches, minéraux, dépôts glaciaires) sont disponibles et n'ont pas été effacés par l'activité de surface, comme c'est le cas pour les structures plus anciennes ; ensuite, le développement massif de la vie a permis d'enregistrer, sous la forme de fossiles, les variations du climat et de la composition de l'atmosphère avec une précision temporelle inégalée. Aussi, bien que cette période ait sans doute connu les plus petites variations dans la composition atmosphérique, elle est aussi celle pour laquelle les données sont les plus abondantes et les variations les plus finement connues. Cette précision a conduit à découper cette période géologique en de nombreuses sous-périodes aux noms familiers (Cambrien, Carbonifère, Jurassique, Crétacé, ...).

Il convient dès lors de remettre en perspective la présentation de l'histoire de l'atmosphère que nous avons initiée au début de ce chapitre. En effet, celle-ci a pour but de disposer de compositions atmosphériques types, caractéristiques de certaines époques géologiques, afin de pouvoir les implémenter dans les modèles de rayonnement thermosphérique. La description de l'évolution du climat et l'évolution « fine » de l'atmosphère pourrait faire l'objet d'un ouvrage entier, mais ne concerne pas notre propos. Aussi, nous nous considérerons que l'atmosphère n'a que peu évolué dans sa composition au cours des 500 derniers millions d'années, et nous prendrons comme référence pour cette période l'atmosphère actuelle.

1.6 Conclusion

Bien que l'atmosphère terrestre ait connu une histoire riche et une évolution continue et mouvementée, le tableau qui se dresse au niveau de détail qui nous intéresse nous dépeint trois grands types d'atmosphères pour la Terre : une atmosphère primordiale, dominée par l'hydrogène et l'hélium, une atmosphère secondaire primitive dominée par le CO₂ et enfin l'atmosphère actuelle de faible pression (1 bar) et dominée par l'azote et l'oxygène moléculaires. La dernière ayant fait l'objet de nombreuses mesures et modélisations, nous nous intéresserons par la suite principalement aux atmosphères primitives (i.e. précambriennes).

Modéliser l'Ionosphère

Les Grâces ne s'enfuient pas devant les intégrales et les équations différentielles ...

Ludwig von Boltzmann.

L'atmosphère d'une planète possède une certaine structure verticale, qui peut être caractérisée par son profil de température. Ainsi, la nomenclature initialement développée pour décrire la structure de la Terre a-t-elle été étendue aux autres planètes du système solaire, ainsi qu'aux satellites possédant une atmosphère permanente (à savoir, Titan et Triton) (Fig. 2.1). Les différentes couches atmosphériques se répartissent à nouveau en deux groupes, fonctions des processus majoritaires qui en déterminent la composition : l'homosphère, où la convection turbulente tend à uniformiser la composition (rapports de mélange constants), et l'hétérosphère, où la diffusion moléculaire prédomine, conduisant à une stratification des composants en fonction de leur poids moléculaire. À ces deux structures s'ajoute une troisième appelée exosphère, située au-delà de l'hétérosphère, et dans laquelle les particules sont caractérisées par leur comportement cinétique¹. La frontière entre exosphère et hétérosphère porte le nom d'exobase.

Le découpage selon ces différents critères n'est pas toujours aisé, et il arrive parfois qu'il y ait des recouvrements entre les différentes zones. Cependant, la décomposition générale est globalement la même, l'hétérosphère contenant généralement uniquement la thermosphère (si l'on considère l'exobase comme limite supérieure de l'atmosphère). Enfin, une nouvelle couche déterminée par la nature de ses constituants, vient se superposer aux précédentes : il s'agit de l'ionosphère, qui est constituée d'un plasma faiblement ionisé. Cette dernière est créée par interaction entre le gaz neutre de l'atmosphère et les entrées énergétiques (photons, électrons, protons et rayons cosmiques) d'origines diverses. C'est cette couche qui va nous intéresser dans la suite de ce travail. La nomenclature la plus rigoureuse consiste à regrouper sous le terme « haute atmosphère » l'ensemble constitué de la thermosphère (partie neutre) et de l'ionosphère (ions et électrons). Il arrive cependant que par abus de langage synecdochique, on désigne par thermosphère l'ensemble de la haute atmosphère.

Dans une première partie, nous verrons les différentes entrées énergétiques responsables de la formation de l'ionosphère. Puis nous étudierons successivement les modélisations de la photoionisation et du transport cinétique des électrons. Enfin nous décrirons le code *TRANS* initialement développé pour résoudre l'équation de transport, et son adaptation *Aeroplanets*.

1. Une définition plus rigoureuse consiste à dire que l'exosphère est la zone dans laquelle le libre parcours moyen des atomes et molécules devient supérieur à leur hauteur d'échelle.

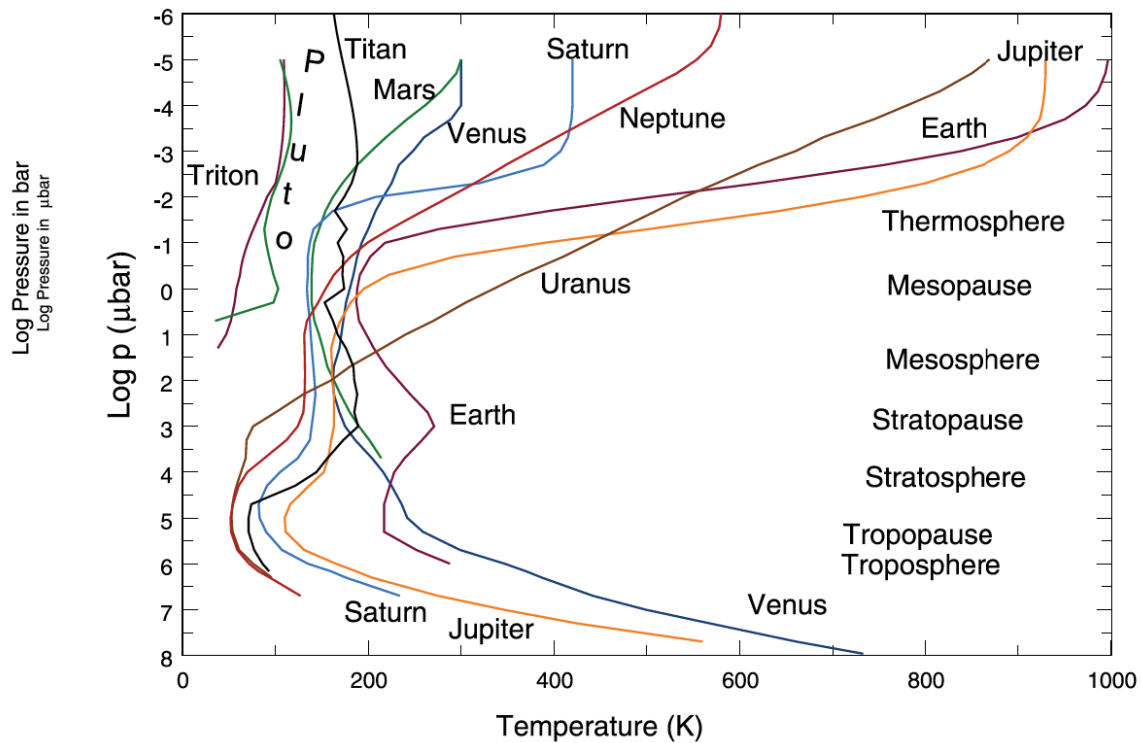


Figure 2.1 – Profil thermique des atmosphères de différents corps du système solaire. Bien que certaines divergences apparaissent, ces profils présentent globalement la même structure. C'est pourquoi la dénomination initialement introduite pour la Terre a été étendue à tous les corps possédant une atmosphère. D'après *Mueller-Wodarg et al. (2009)* [93]

2.1 Les entrées énergétiques dans l'atmosphère

2.1.1 Les photons EUV

La première source d'énergie externe qui nous intéresse est celle des photons provenant du Soleil. Elle constitue généralement la principale entrée énergétique du côté jour. La partie du spectre qui nous concerne est celle des photons extrême UV (EUV), allant typiquement de 2 nm à 105 nm. Les mesures dans cette gamme de longueur d'onde étant rares et difficiles à obtenir, on a généralement recours à des modèles (semi-empiriques, basés sur les mesures existantes) [134].

Un des premiers modèles de flux EUV est celui de Torr & Torr (1985) [136]. Dans ce modèle, deux spectres de référence sont donnés, correspondant à un soleil calme ($f_{10.7}^{2} = 68$), et à un soleil actif ($f_{10.7} = 243$). Le flux solaire est réparti en 37 « boîtes » d'énergie, certaines correspondant à des raies discrètes, d'autres au continuum (ce type de représentation a d'ailleurs été conservé pour les autres modèles de flux). Le flux EUV pour n'importe quelle activité s'obtient par interpolation linéaire, boîte par boîte, entre ces deux références.

Un deuxième modèle, développé par Tobiska [133] et baptisé EUV, utilise une base de données plus large que le précédent, en couplant des mesures de plusieurs fusées et satellites. Le flux UV y est calculé en utilisant l'indice $f_{10.7}$, ainsi que sa moyenne sur 81 jours, $\bar{f}_{10.7}$. Enfin, d'autres proxies sont pris en compte, comme par exemple l'émission Lyman alpha. Ce modèle est toujours maintenu, et régulièrement mis à jour [135].

Enfin, un dernier modèle de flux extrême UV est EUVAC (*EUV flux model for Aeronomic*

2. $f_{10.7}$ (aussi appelé « indice décimétrique ») correspond à la valeur du flux radio du soleil à la longueur d'onde 10,7 cm, exprimé en $10^{22} \text{ W.m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$. Il est utilisé comme proxy de l'activité solaire.

Calculations), modèle développé par Richards et al. (1994) [106] et basé sur un flux de référence différent celui de Torr et Torr. Là encore, le flux se calcule avec les valeurs de $f_{10.7}$ et $\overline{f_{10.7}}$. Dans sa dernière version HEUVAC [107], le modèle est étendu à des longueurs d'ondes inférieures à 5 nm, et inclus des données récentes de l'instrument SEE à bord de la mission TIMED.

Ces différents modèles sont implémentés dans le code de transport utilisé (et décrit ci-après). En ce qui nous concerne, une connaissance très précise du flux EUV n'est pas nécessaire, et l'on pourra utiliser indifféremment les trois modèles. En revanche, une donnée nous manque encore dans nos calculs : celle du flux EUV du soleil à travers son histoire.

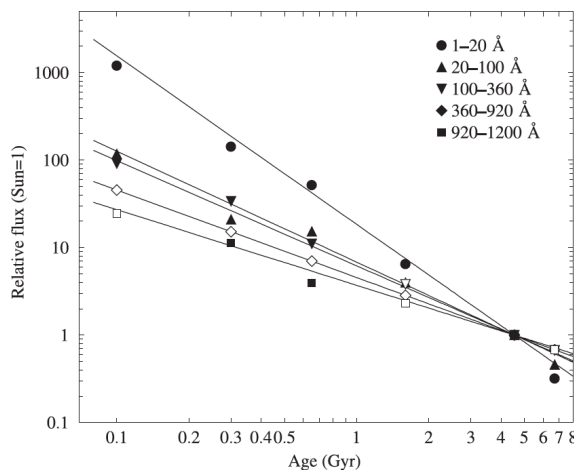


Figure 2.2 – Flux solaire (normalisé au flux actuel) dans différents intervalles de longueurs d'onde, en fonction de l'âge de l'étoile. On voit que le flux dans les différentes longueurs d'onde suit une décroissance en loi de puissance avec l'âge (les symboles vides correspondent à des extrapolations, les données étant absentes dans les plages de longueurs d'ondes correspondantes). Tiré de Ribas et al. (2005) [105]

En effet, on sait que la luminosité globale du soleil a varié au cours des temps (cf. chapitre 1) : qu'en est-il de sa luminosité dans les courtes longueurs d'ondes ? Le projet *Sun in Time*³ a été mis en place dans les années 90 afin notamment de déterminer l'évolution du flux lumineux émis par le Soleil depuis son entrée dans la séquence principale⁴, en étudiant l'émission de plusieurs étoiles analogues du Soleil, à différents stades de leurs évolutions. Concernant la partie EUV/XUV, les résultats sont publiés dans Ribas et al. (2005) [105]. Les auteurs ont découpé la partie du spectre 1 – 1700 Å en plusieurs plages de longueur d'onde. En étudiant l'émission des analogues solaires dans ces différentes plages, ils concluent que la variation de l'intensité du flux solaire dans chacune de ces plages suit une loi de puissance du temps (Fig. 2.2). Il nous suffit alors simplement, pour modéliser le flux UV à un âge particulier, de multiplier le flux donné par les modèles actuels par le coefficient approprié, pour

chaque intervalle de longueur d'onde.

2.1.2 Les précipitations électroniques

Le second type d'entrée énergétique dans les atmosphères des planètes du système solaire concerne les précipitations d'électrons⁵. La source principale de ces particules, notamment pour les planètes internes, est encore une fois le Soleil. Celui-ci perd en effet régulièrement de la masse, sous la forme d'un « vent solaire », flot de particules chargées (principalement électrons et protons) disséminées dans l'espace (notamment le long de lignes de champ magnétique ouvertes).

Ces particules, en moyenne peu énergétiques (le vent solaire moyen a une vitesse de 400 km/s, soit une énergie moyenne de 0,5 eV), sont capturées par le champ magnétique des planètes (lorsqu'elles en possèdent un), où elles sont accélérées jusqu'à des énergies pouvant atteindre plusieurs dizaines de keV. Guidées par les lignes de champ, elles pénètrent alors dans

3. Pour une revue complète du programme *Sun in Time*, voir Güdel et al. (2007) [44]

4. La séquence principale est la période au cours de laquelle une étoile est en équilibre hydrostatique et brûle son hydrogène. Pour une naine de la masse du Soleil, elle dure typiquement 10 milliards d'années. L'entrée dans la séquence principale est souvent dénotée *ZAMS* (*Zero Age Main Sequence*).

5. Nous nous limiterons ici à la présentation de ces deux types d'entrées énergétiques. Cependant, d'autres type de particules pénètrent dans les atmosphères planétaires, notamment les protons et les rayons cosmiques.

l'atmosphère au niveau des pôles magnétiques, où elles sont responsables de la formation d'aurores polaires. Sur les planètes possédant un champ magnétique global (à l'échelle de la planète), elles constituent généralement la principale entrée énergétique côté nuit. Sur certaines planètes comme Jupiter, la source principale de ces électrons précipités vient de l'interaction entre la magnétosphère et un satellite (Io dans le cas jovien).

La prise en compte de ces précipitations électroniques est plus compliquée que pour le cas du flux UV. En effet, elles sont beaucoup plus variables, en nombre et en puissance. De plus, elles nécessitent des mesures in situ, pour avoir connaissance, non seulement du spectre de ces électrons, mais aussi de leur répartition angulaire [103].

2.2 La photoionisation

Les photons énergétiques interagissent avec les constituants de l'atmosphère selon plusieurs processus : dissociation, excitation, chauffage, ionisation, ... Ce dernier processus est à l'origine de la production d'électrons et d'ions, et par là de la formation de l'ionosphère diurne. Dans cette partie, nous allons présenter la géométrie du problème, ainsi que les équations permettant le calcul de la production dite primaire (les électrons créés par photoionisation étant par la suite identifiés comme les photoélectrons primaires).

2.2.1 Loi de Beer-Lambert et géométrie du problème

Lorsque l'on souhaite calculer les interactions entre le flux UV et les constituants de l'atmosphère à une altitude z donnée, en un lieu donné, il est nécessaire de calculer l'atténuation du faisceau lumineux sur son trajet. Pour un milieu suffisamment dilué et optiquement mince (pour lequel il n'est pas besoin de transfert radiatif), l'atténuation d'un faisceau lumineux d'intensité spécifique $\mathcal{I}(\lambda, z)$ traversant un milieu de concentration ⁶ $n(z)$ (cm^{-3}), de section efficace d'absorption $\sigma(\lambda)$ (cm^2), sur une distance infinitésimale ds est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$d\mathcal{I}(\lambda, z) = -\mathcal{I}(\lambda, z)\sigma(\lambda)n(z)ds \quad (2.1)$$

Dans l'approximation d'une atmosphère plan-parallèle, et lorsque le rayon incident n'est pas parallèle aux couches d'atmosphère, la distance parcourue par le rayon lumineux est $ds = \sec \chi(z) dz$, où $\chi(z)$ est l'*angle solaire zénithal*, i.e. l'angle entre la direction du rayon incident et la verticale du lieu, et $\sec \chi = 1/\cos \chi$ est la sécante.

L'intensité spécifique à une altitude z est alors,

$$\mathcal{I}(\lambda, z) = \mathcal{I}_\infty(\lambda) \exp \left(-\sigma(\lambda) \int_z^\infty n(z') \sec \chi(z') dz' \right) = \mathcal{I}_\infty(\lambda) \exp(-\tau(\lambda, \chi, z)) \quad (2.2)$$

où $\mathcal{I}_\infty(\lambda)$ est l'intensité du rayon incident (non atténué), et $\tau(\lambda, \chi, z)$ est appelé *profondeur optique*.

Dans le cas (habituel) où l'on a plusieurs constituants, la profondeur optique s'exprime par :

$$\tau(\lambda, \chi, z) = \sum_j \sigma_j(\lambda) \int_z^\infty n_j(z') \sec \chi(z') dz' \quad (2.3)$$

6. Il s'agit bien ici de la concentration, dont l'unité est $\text{particules.cm}^{-3}$. Cependant, il est de coutume de mélanger les termes de concentration et de densité : aussi, par la suite, utiliserons nous indifféremment ces deux termes pour désigner la concentration d'une espèce (on rappelle que la densité d'un milieu est une grandeur sans dimension, déterminé comme un rapport de masses volumiques - habituellement, par rapport à la masse volumique de l'eau pour les liquides, et à celle de l'air pour les gaz).

où $\sigma_j(\lambda)$ est la section efficace d'absorption totale de l'espèce j à la longueur d'onde λ , et $n_j(z)$ la concentration de l'espèce j à l'altitude z .

Lorsque l'on s'intéresse à de larges couches d'atmosphère traversées, comme c'est le cas pour nous dans la haute atmosphère, il est nécessaire (même lorsque le calcul est réalisé dans l'approximation d'une atmosphère plan-parallèle) de prendre en compte la rotondité de la planète (et *a fortiori* de l'atmosphère). La géométrie du problème est présentée Fig. 2.3. On peut voir que le rayon lumineux issu du soleil pénètre sous un angle solaire zénithal χ différent de l'angle χ_0 à la verticale du lieu qui nous intéresse.

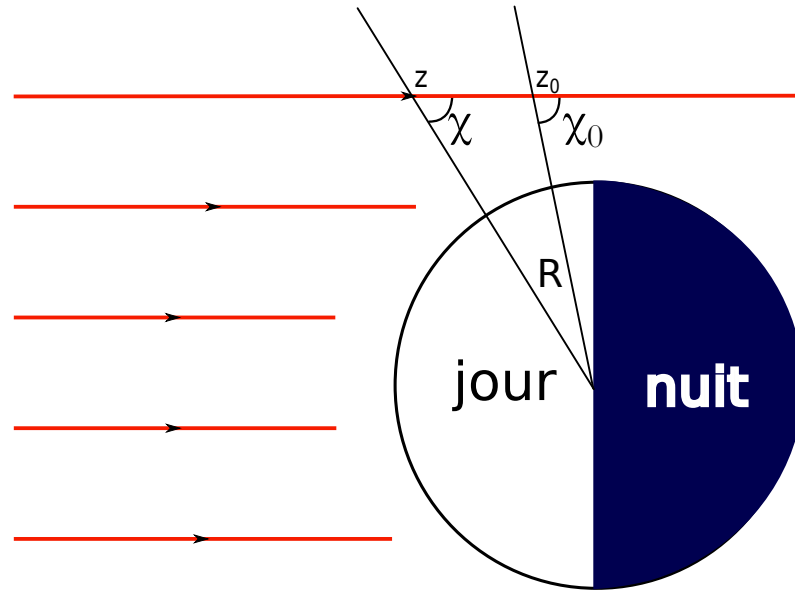


Figure 2.3 – Géométrie adoptée pour le calcul de l'atténuation du rayon lumineux au cours de son trajet à travers l'atmosphère.

On a alors (Fig. 2.3 et [104])

$$\frac{\sin \chi}{R + z} = \frac{\sin \chi_0}{R + z_0} \quad (2.4)$$

D'où il vient :

$$\sec \chi = \left[1 - \left(\frac{R + z_0}{R + z} \right)^2 \sin^2 \chi_0 \right]^{-1/2} \quad (2.5)$$

Avec cette expression, l'intégrale de l'équation 2.2 est plus complexe à résoudre, et de nombreuses solutions analytiques ou numériques ont été proposées, généralement sous le terme de *fonction de Chapman*. Une solution analytique approchée donnée par Smith & Smith (1979) [121] est implémentée dans le code pour évaluer cette fonction. Cependant, il a été montré que pour des angles solaires zénithaux inférieurs à environ 75 °, la fonction de Chapman se réduit à $\sec \chi$.

Remarque : Cette dernière assertion n'est vraie que pour des atmosphères compactes, et dans des cas où les températures atmosphériques ne sont pas trop élevées. Je présenterai dans le chapitre 3 l'erreur introduite par l'utilisation de la fonction de Chapman dans le cas d'atmosphères étendues et particulièrement lorsque le profil de température présente des valeurs élevées (typiquement supérieures au millier de Kelvins), ainsi que la solution que j'ai proposé et implémenté dans le code.

2.2.2 Photoproduction primaire

Le calcul de l'atténuation de l'intensité lumineuse se fait par l'intermédiaire de la section efficace d'absorption totale d'une espèce, sans regarder le processus concerné. Lorsque l'on s'intéresse à la photoproduction primaire (production de paires électron-ion), on fait appel à la section efficace d'ionisation. On a alors :

$$\mathcal{P}_{prim}(z) = \sum_{sp} \sum_{st} n_{sp}(z) \int_0^{\lambda_{sp,i}} \mathcal{I}(\lambda, z) \sigma_{sp,st}^i(\lambda) d\lambda \quad (2.6)$$

où $\sigma_{sp,st}^i(\lambda)$ est la section efficace d'ionisation de l'espèce sp dans l'état d'excitation st à la longueur d'onde λ , et $\lambda_{sp,i}$ le seuil d'ionisation de l'espèce sp . Cette équation fournit la production primaire totale d'ions à l'altitude z . Pour avoir la production d'électrons, il faut multiplier par le nombre d'électrons produits par réaction (différent de 1 dans le cas d'ionisations multiples).

Pour pouvoir calculer le transport de ces photoélectrons primaires et leurs interactions ultérieures avec les composants de l'atmosphère, il est enfin nécessaire de connaître leur distribution en énergie (la distribution angulaire étant elle supposée isotrope). Ceci se fait simplement en posant l'hypothèse que l'électron produit emmène tout l'excédent d'énergie (le rapport de masse de l'électron et de l'ion produit justifie généralement cette hypothèse). Le photoélectron produit par ionisation d'un composé neutre par un photon incident d'énergie E possède alors une énergie cinétique $E' = E - W_{st}$, où W_{st} est le potentiel d'extraction de l'électron lorsque l'ion est produit dans l'état d'excitation st , *i.e.* la somme du *seuil d'ionisation* et de l'*énergie d'excitation* ($W_{st} = E^{thresh} + E_{st}^*$).

2.3 Le transport cinétique des électrons

Les photoélectrons et les électrons précipités sont regroupés sous le terme d'*électrons primaires*. Ces électrons, quelle que soit leur origine, vont alors subir un transport le long des lignes de champ magnétique et interagir avec les constituants de l'atmosphère *via* des diffusions élastiques et inélastiques (excitation, ou ionisation-excitation). Ce dernier processus conduit à la production d'ions et d'électrons dits *secondaires*.

2.3.1 L'équation de Boltzmann

Le transport des électrons dans l'atmosphère est résolu en adoptant le formalisme classique de Boltzmann. Ceux-ci sont entièrement définis par leur fonction de distribution dans l'espace des phases $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ (en $\text{cm}^{-6} \cdot \text{s}^3$). Le nombre total de particules N dans le système est alors l'intégrale sur le volume total de l'espace des phases Ω de la fonction de partition :

$$N = \int_{\Omega} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\Omega \quad (2.7)$$

L'évolution du système est alors décrite en écrivant l'équation de continuité de la fonction de distribution :

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{v}, t)}{dt} = Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.8)$$

où $Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est la fonction dite « source », qui regroupe à la fois les termes de diffusion et les termes de création (par photoionisation ou impact électronique).

Lorsque le terme source est nul, et en l'absence de forces non-conservatives, on retombe sur l'équation classique de Boltzman non collisionnelle (aussi appelée théorème de Liouville),

qui apparaît en explicitant la dérivée totale :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f(\vec{r}, \vec{v}, t) = 0 \quad (2.9)$$

où \vec{F} est une force conservative s'appliquant sur les particules de masse m . Cette équation, bien connue, est à la base de nombreux résultats en physique statistique, en thermodynamique, ou encore en physique des plasmas (équation de Vlasov-Klimontovitch).

En revanche, lorsque le système est soumis à des forces non-conservatives, on doit appliquer une autre équation, parfois appelée équation de Boltzmann non conservative [124] (et dont la « petitesse » du changement par rapport à l'équation conservative, à savoir l'introduction de la force dans l'opérateur de dérivation, ne doit pas cacher la complexité de sa détermination [31, 41]) :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{\vec{F}}{m} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) = Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.10)$$

2.3.2 Interactions entre le flux incident et les constituants de l'atmosphère

Dans notre modélisation du transport des électrons, deux types d'interactions différentes sont à prendre en compte :

1. **Les interactions avec les constituants lourds de l'atmosphère.** Elles sont contenues dans le terme source $Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Il s'agit des diffusions élastiques et des diffusions inélastiques (excitation et ionisation-excitation), conduisant à une modification en position, vitesse, énergie et nombre des électrons du flux incident.
2. **Les interactions avec les électrons thermalisés.** L'ionosphère possède une certaine densité d'électrons dits thermalisés, c'est-à-dire à l'équilibre thermodynamique (présentant un profil de vitesse maxwellien, et une température cinétique telle que définie selon la statistique des gaz). Les électrons primaires et secondaires, non thermalisés, ont typiquement des énergies supérieures à l'énergie thermique du fond ambiant : ils sont dits *suprathermiques*. Ils vont alors subir des forces de friction coulombiennes par le fond thermalisé conduisant
 - pour les électrons incidents, à une perte d'énergie progressive, jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique.
 - au chauffage des électrons thermalisés.

La prise en compte de cette thermalisation par le fond ambiant se fait à travers l'*approximation des pertes continues* (*continuous slowing-down approximation*), qui introduit une fonction de friction $L(E)$ pour tenir compte de l'ensemble des interactions coulombiennes (modèle de champ moyen). La force dissipative présente dans l'équation 2.10 est alors [124] :

$$\vec{F} = -n_e L(E) \frac{\vec{v}}{v} \quad (2.11)$$

où E est l'énergie de l'électron suprathermique.

Dans les codes de transport cinétique (*TRANS* puis *Aeroplanets*), la fonction implémentée est l'expression proposée par Swartz et al. (1971) [130] et recommandée par Stamnes & Rees (1983) [123] :

$$L(E) = \frac{3,37 \cdot 10^{12}}{E^{0,94} n_e^{0,03}} \left(\frac{E - E_{th}}{E - 0,53 E_{th}} \right)^{2,36} \quad (2.12)$$

où n_e est la densité des électrons thermiques, et E_{th} est l'énergie thermique des électrons ambients ($E_{th} = k_B T_e$) exprimée en eV.

L'équation de Boltzmann 2.10 devient alors :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{n_e}{m_e} L(E) \frac{\vec{v}}{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{\text{coll}} + q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.13)$$

où l'on a séparé le terme source en deux termes, l'un faisant explicitement référence aux collisions, l'autre aux sources à proprement parler (électrons primaires issus de la photoionisation et des précipitations).

Pour des électrons suprathermiques, la fonction de distribution n'est pas explicitement connue (pas de forme analytique comme pour les électrons à l'équilibre thermodynamique), et il est plus judicieux d'utiliser le flux $\Phi_e(\vec{r}, E, \vec{u}, t)$ qui est une grandeur mesurable (avec $\vec{u} = \vec{v}/v$ la direction du flux d'électrons). Pour passer de l'un à l'autre, on utilise le changement de variable $\Phi_e(\vec{r}, E, \vec{u}, t) = \frac{v^2}{m_e} f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ donné par Stamnes & Rees (1983) [124] et détaillé dans Gronoff (2009) [41].

L'équation 2.13 devient alors (en omettant les arguments du flux, pour plus de lisibilité) [124] :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi_e}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \Phi_e - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi_e) = \frac{v}{m_e} \left(\left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{\text{coll}} + q(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) \quad (2.14)$$

2.3.3 Hypothèses du modèle

L'équation 2.14 reste complexe à résoudre, notamment du fait de la géométrie sphérique et de l'instationnarité. Afin de lever ce problème, on introduit deux hypothèses inhérentes à la modélisation. Tout d'abord, l'hypothèse de stationnarité : on suppose que les flux décrits par le transport cinétique sont stationnaires. Ceci est justifiée par l'expérience : les temps caractéristiques de variation des paramètres de l'atmosphère sont petits (absorptions et collisions ont des temps caractéristiques s'étendant jusqu'à la seconde) comparés aux variations du flux solaire.

La seconde hypothèse est celle de la géométrie du problème. On fait en effet l'hypothèse d'une atmosphère plan-parallèle, stratifiée perpendiculairement à la verticale du lieu considéré. Par ailleurs, on travaille dans l'approximation centre-guide, pour laquelle le mouvement des particules est assimilé à celui de leur centre de gyration (approximation justifiée tant que le rayon de Larmor reste inférieur aux dimensions caractéristiques de l'ionosphère).

Ces deux hypothèses permettent de considérablement simplifier l'équation de Boltzmann, qui devient :

$$\mu \frac{\partial \Phi_e(z, E, \mu)}{\partial z} - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi_e(z, E, \mu)) = \hat{Q}(z, E, \mu) \quad (2.15)$$

où μ est le cosinus de l'angle θ entre la direction du champ magnétique (c'est-à-dire l'axe z de stratification de l'atmosphère) et l'angle d'attaque de l'électron, et $\hat{Q}(z, E, \mu) = \frac{v}{m} Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$.

2.3.4 Expression du terme source

Équation en z

Comme on l'a vu précédemment, le terme de droite de l'équation 2.15 est la somme d'un terme décrivant les électrons primaires (précipités ou issus de la photoionisation) et d'un terme de collisions, caractérisant à la fois l'atténuation du faisceau d'électrons par les différents processus collisionnels (terme de perte), ainsi que la redistribution en énergie des électrons diffusés et produits par ionisation (terme de gain). Plus explicitement, $\hat{Q}(z, E, \mu)$ s'écrit donc comme la somme des termes :

- $q^{prec}(z, E, \mu)$: il s'agit du terme représentant les précipitations électroniques. Celui-ci est nul partout, sauf en haut de l'atmosphère (en $z = z_0$).

- $q^{phot}(z, E, \mu)$: c'est le terme de production d'électrons primaires par photoionisation. Comme c'est un terme de gain d'électrons d'énergie E , il s'obtient en calculant la production primaire (avec la formule 2.6) en $E + W$, où W est le potentiel d'extraction (comme expliqué au paragraphe 2.2). Enfin, la production par photoionisation étant supposée isotrope, il convient de diviser par 4π pour répartir les électrons sur tous les angles possibles. On a donc (en réexprimant l'équation 2.6 pour tenir compte de la dépendance en énergie) :

$$q^{phot}(z, E, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{sp} \sum_{st} n_{sp}(z) \mathcal{I}(E + W_{sp,st}, z) \sigma_{sp,st}^i(E + W_{sp,st}) \quad (2.16)$$

où l'on a gardé les mêmes notations que pour le paragraphe 2.2.

- $-\sum_k n_k(z) \sigma_{k,el}^{tot}(E) \Phi_e(z, E, \mu)$: il s'agit du terme d'atténuation du faisceau d'électrons incident $\Phi_e(z, E, \mu)$ par les différents processus d'interaction électron-neutre. $\sigma_{k,el}^{tot}(E)$ représente donc la section efficace totale d'interaction électronique (prenant en compte la totalité des processus rencontrés par un électron) de l'espèce k , la somme portant sur l'ensemble des k espèces neutres considérées.
- $D(z, E, \mu)$: ce dernier terme est le terme de diffusion, donnant les gains en électrons ayant les bonnes caractéristiques pour le flux. Ceux-ci peuvent être produits de deux manières : soit par ionisation d'un constituant neutre lors d'un impact avec un électron (l'électron produit possédant l'énergie E et l'angle d'attaque μ) ; soit par *dégradation en énergie* d'un électron incident. La probabilité pour qu'un tel électron d'énergie $E' > E$ et d'angle d'attaque μ' ait, après collision, l'énergie E et l'angle μ est donnée par la fonction de redistribution $R(E', \mu' \rightarrow E, \mu)$. Celle-ci est définie pour l'espèce k comme [127] :

$$R_k(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \frac{\sum_p \sigma_{k,el}^p(E', \mu' \rightarrow E, \mu)}{\sigma_{k,el}^{tot}(E)} \quad (2.17)$$

où $\sigma_{k,el}^p(E', \mu' \rightarrow E, \mu)$ est la section efficace différentielle du processus p pour l'espèce k (en $\text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ ($2\pi \text{sr}^{-1}$)).

Le terme de diffusion s'écrit finalement :

$$D(z, E, \mu) = \sum_k n_k(z) \sigma_{k,el}^{tot}(E) \int_{-1}^1 \int_E^\infty R_k(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \Phi(z, E', \mu') dE' d\mu' \quad (2.18)$$

Au final, l'équation de transport en z s'écrit :

$$\mu \frac{\partial \Phi_e(z, E, \mu)}{\partial z} = - \sum_k n_k(z) \sigma_{k,el}^{tot}(E) \Phi_e(z, E, \mu) + n_e(z) \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi_e(z, E, \mu)) + q^{prec}(z, E, \mu) + q^{phot}(z, E, \mu) + \sum_k n_k(z) \sigma_{k,el}^{tot}(E) \int_{-1}^1 \int_E^\infty R_k(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \Phi(z, E', \mu') dE' d\mu' \quad (2.19)$$

Équation en τ_e

Une autre façon de présenter l'équation 2.19 est non plus de l'écrire en fonction de l'altitude z , mais en fonction de la *profondeur de collision* $\tau_e(z, E)$ définie par

$$d\tau_e(z, E) = \sum_k \sigma_k^{tot}(E) n_k(z) dz \quad (2.20)$$

où $n_k(z)$ est la concentration de l'espèce k à l'altitude z , et σ_k^{tot} est la section efficace totale d'interaction électronique de l'espèce k (prenant en compte la totalité des processus rencontrés par un électron). Comme on se place dans l'approximation centre-guide, la distance infinitésimale effectivement parcourue par l'électron est bien dz . La profondeur de collision est identique à une profondeur optique en transfert de rayonnement.

L'équation de transport en τ_e devient alors :

$$\mu \frac{\partial \Phi_e(\tau_e, E, \mu)}{\partial \tau_e(z, E)} = -\Phi_e(\tau_e, E, \mu) + \frac{n_e(\tau_e)}{\sum_k n_k(\tau_e) \sigma_{k,el}^{tot}(E)} \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi_e(\tau_e, E, \mu)) + q^{prec}(\tau_e, E, \mu) + q^{phot}(\tau_e, E, \mu) + \sum_l \left\{ \frac{n_l(\tau_e) \sigma_{l,el}^{tot}(E)}{\sum_k n_k(\tau_e) \sigma_{k,el}^{tot}(E)} \int_{-1}^1 \int_E^\infty R_k(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \Phi(\tau_e, E', \mu') dE' d\mu' \right\} \quad (2.21)$$

2.3.5 Production secondaire

L'interaction entre les électrons primaires et les constituants de l'atmosphère conduit à des processus d'ionisation et d'excitation. Le code de transport résout l'équation 2.19 (*cf. infra*), nous donnant accès à la valeur du flux d'électrons $\Phi_e(z, E, \mu)$. La production secondaire ionique totale se calcule alors très simplement, comme pour la production primaire :

$$\mathcal{P}_{sec}(z) = 2\pi \sum_{sp} \sum_{st} n_{sp}(z) \int_{-1}^1 \int_E^\infty \sigma_{sp,st}^{i,el}(E') \Phi(z, E', \mu') dE' d\mu' \quad (2.22)$$

avec $\sigma_{sp,st}^{i,el}(E')$ la section efficace totale d'ionisation par impact électronique d'une espèce sp dans l'état d'excitation st à l'énergie E' .

2.4 Codes *TRANS* et *Aeroplanets* : résolution de l'équation de transport

L'équation de transport une fois établie, on peut la résoudre numériquement. C'est dans ce sens que le noyau du code *TRANS* a été initialement développé par Jean Lilensten au cours de sa thèse de doctorat [69], afin d'étudier l'ionisation par impact électronique sur Terre (code *Transsolo*). Il a été ensuite plusieurs fois adapté et remanié, notamment par l'ajout d'un code fluide (*Transcar*, Lilensten & Blelly (2002) [70]) ou le couplage avec les précipitations de protons (*Trans4*, Simon, 2006 [119]). Il a par ailleurs été adapté à de nombreux corps du système solaire : Mars (Witasse, 2000 [143]), Vénus, Titan (Gronoff, 2009 [41]), Jupiter et même des exoplanètes (Ménager, 2011 [88]) !

Le fonctionnement du code cinétique *TRANS* est décrit dans Lilensten & Blelly (2002) [70]. Une représentation synoptique de ce fonctionnement est donnée Fig. 2.4.

Nous allons redonner ici certaines hypothèses du modèle déjà évoquées, et préciser certains points de la méthode utilisée pour résoudre le transport des électrons.

2.4.1 Hypothèses du modèle

Le code *TRANS* est un code cinétique 1D, qui résout l'équation de transport selon certaines hypothèses :

1. L'atmosphère est supposée plan-parallèle, stratifiée perpendiculairement à la verticale du lieu considéré.

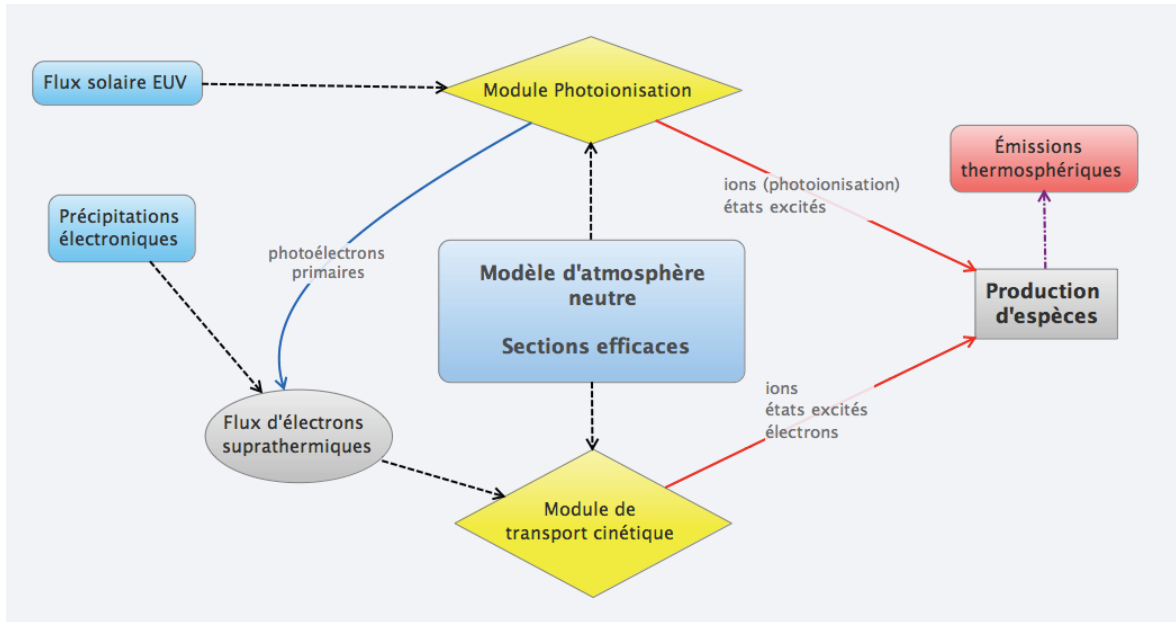


Figure 2.4 – Représentation synoptique du fonctionnement du noyau *TRANS*. Les entrées (en bleu) sont le modèle d’atmosphère neutre, les sections efficaces d’interaction neutre-photon et neutre-électron, le flux solaire extrême-UV et les précipitations électroniques. Les modules de calcul (losanges jaunes) résolvent les équations de photoionisation et de transport électronique. Au final, on a accès aux taux de productions des espèces ionisées et des électrons suprathermiques, et par là, aux émissions de la haute atmosphère.

2. L’état de l’ionosphère est supposé stationnaire. Ceci est justifié par la comparaison des temps caractéristiques d’absorption des électrons suprathermiques avec les variations des sources primaires.
3. Le mouvement des particules chargées se fait dans le cadre de l’approximation centre-guide (le mouvement d’une particule chargée est assimilé à celui de son centre de gyration).
4. Les autres forces macroscopiques, comme les champs électriques (par exemple dûs à la séparation des charges autour des planètes magnétisées, ou bien relatifs aux courants de queue dans la magnétosphère) ou la pesanteur sont négligées.
5. La perte d’énergie des électrons suprathermiques dans le fond ambiant thermalisé est calculée dans le cadre de l’approximation des pertes continues, *via* la fonction de friction $L(E)$.
6. Une approximation est faite dans le traitement des collisions inélastiques, puisqu’on considère que l’électron incident n’est pas dévié, tandis que la répartition des électrons secondaires produits est supposée isotrope. Lummerzheim & Lilensten (1994) [81] ont montré que cette hypothèse n’avait pas d’influence notable sur les résultats. En revanche, la déflexion anisotrope des électrons dans les collisions élastiques est bien prise en compte, par l’intermédiaire des coefficients de Porter [101].
7. Enfin, l’énergie cinétique du fragment d’ionisation est négligée ; l’énergie de l’électron incident (diminuée du seuil d’ionisation) est répartie entre celui-ci et l’électron secondaire *via* une section efficace différentielle fonction de l’énergie incidente, de l’énergie du secondaire et de la valeur du seuil d’ionisation [119]. Cette section efficace est par ailleurs modifiée pour tenir compte de la structure de la grille d’énergie (*cf. infra*, section 2.4.3).

2.4.2 Méthode de résolution de l'équation de transport

Sous sa forme 2.21, et une fois que l'on connaît les termes sources, l'équation de Boltzmann devient formellement analogue à une équation de transfert radiatif monochromatique pour un milieu plan-parallèle :

$$\mu \frac{\partial I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)}{\partial \tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) - S_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) \quad (2.23)$$

avec ϕ l'angle azimuthal, μ le cosinus de l'angle polaire, $I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)$ l'intensité spécifique à l'épaisseur optique τ_λ et $S_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)$ la fonction source.

L'équation de transfert radiatif est une des équations les plus fondamentales de l'optique, et a de fait été longuement étudiée (en particulier en astrophysique, où le signal lumineux est bien souvent la seule information disponible sur un objet). Plusieurs méthodes de résolutions ont été développées, notamment la méthode dite *des ordonnées discrètes* introduite par Chandrasekhar [17]. Stamnes et al. (1988) [125] ont montré que cette méthode pouvait être implémentée pour résoudre numériquement l'équation de transfert, en divisant le milieu plan-parallèle en couches homogènes. Cet article s'accompagne par ailleurs de la mise à disposition de la communauté d'un algorithme FORTRAN de résolution de l'équation de transfert nommé DISORT⁷ (*Discrete Ordinates Radiative Transfer Program for a Multi-Layered Plane-Parallel Medium*), et utilisé dans le code *TRANS* pour résoudre l'équation de transport.

L'une des forces de *TRANS* par rapport à d'autres codes de transport cinétique est qu'il est multi-faisceaux. Autrement dit, contrairement à l'approche deux-faisceaux, où seules deux directions (haut et bas) sont étudiées, plusieurs angles d'attaques sont pris en compte. Ceci est notamment rendu possible par l'utilisation de DISORT, qui utilise une quadrature de Gauss-Legendre pour résoudre l'équation de transfert radiatif [125].

2.4.3 Dégradation en énergie avec une grille discrétisée

Un autre problème résolu dans le code est celui de la dégradation en énergie (*i.e.* le calcul de la perte d'énergie d'un électron incident après interaction avec un atome ou une molécule de l'atmosphère neutre). En effet, tout le problème est d'arriver à conserver l'énergie et le nombre de particules, sachant que les processus de perte d'énergie sont discrets et que la grille de calcul en énergie est aussi discrétisée. La méthode la plus triviale pour garantir la conservation de l'énergie serait d'adopter une grille d'énergie la plus fine possible (l'erreur sur la perte d'énergie de l'électron étant alors de l'ordre de la largeur d'une cellule d'énergie). Mais cette solution n'est pas envisageable, car le spectre en énergie des électrons couvre une trop large gamme (de 0,1 eV à plusieurs centaines de keV pour les électrons précipités!), ce qui conduirait à introduire un bien trop grand nombre de cellules d'énergie, et ne serait pas viable du point de vue du temps de calcul.

La méthode retenue ici est celle présentée dans Swartz (1985) [129]. Elle consiste à modifier artificiellement les sections efficaces des processus électroniques pour tenir compte de la largeur de grille. Par ailleurs, Swartz, 1985 montre que la meilleure solution pour la discrétisation en énergie consiste à utiliser une grille à pas non constant, dont la largeur augmente rapidement avec l'énergie (par exemple, une croissance exponentielle, ou en loi de puissance).

2.4.4 *Aeroplanets* : l'adaptation C++ de *TRANS*

Le noyau du code *TRANS* a été écrit en FORTRAN 77, ce qui lui confère une grande rapidité de calcul. Le problème majeur du code est qu'il faut généralement un temps assez long pour l'adapter d'une planète à une autre.

7. téléchargeable en accès libre à l'adresse ftp://climate1.gsfc.nasa.gov/wiscombe/Multiple_Scatt/

Guillaume Gronoff, en thèse au Laboratoire de Planétologie de Grenoble de 2006 à 2009 [41] et qui a utilisé le code *TRANS* pour Vénus, Mars et Titan, a décidé de réécrire le code en langage C++ : ainsi est né *Aeroplanets*. Le code reprend intégralement la méthode de calcul développée dans *TRANS*, mais profite des améliorations du langage, notamment *via* le développement de bibliothèques performantes. Il en résulte une flexibilité beaucoup plus grande, qui fait d'*Aeroplanets* une vraie « mise à jour » de *TRANS* : l'utilisation s'en trouve alors simplifiée, et l'adaptation à un autre cas grandement accélérée. Le principe du code (qui est le même que celui décrit précédemment) est détaillé dans Gronoff et al. (2011) [42].

Acte II

Émissions thermosphériques des atmosphères primitives de la Terre

Scène 3

L'atmosphère primordiale de la Terre

*C'est parce que la terre est une sphère
que tout ce qu'elle engendre débouche sur des cercles vicieux.*

Jacques Sternberg.

LA MODÉLISATION des émissions lumineuses d'une planète nécessite de disposer d'un modèle d'atmosphère (nous avons vu au chapitre 2 que c'était une des entrées du modèle de transport cinétique). Or, un des principaux problèmes auquel nous sommes confrontés dans ce travail de thèse est l'absence de modèle d'atmosphère pour la Terre primitive, en particulier en ce qui concerne la haute atmosphère. C'est pourquoi le premier objet d'étude auquel je me suis intéressé est l'atmosphère primordiale de la Terre. En effet, on a vu au chapitre 1 que la première atmosphère qu'a connue la Terre fut probablement héritée de la nébuleuse protosolaire : elle possédait donc une composition proche de celle-ci, à savoir une composition proche de l'atmosphère actuelle de Jupiter. C'est cette proximité avec la géante qui nous a permis d'utiliser comme point de départ un modèle d'atmosphère jovienne, pour pouvoir mener l'étude de ce premier cas.

Dans ce chapitre, je détaillerai dans un premier temps le modèle d'atmosphère utilisé. Puis je m'étendrai un peu sur les problèmes relatifs à l'utilisation de la fonction de Chapman, ainsi que la solution apportée pour prendre en compte la rotondité de l'atmosphère dans les calculs de photoionisation et photoexcitation. Le calcul et les résultats relatifs à l'émission Lyman Alpha de la Terre primitive seront détaillées dans le chapitre suivant.

3.1 Adaptation d'un modèle d'atmosphère jovienne

3.1.1 Rappels sur l'atmosphère primordiale de la Terre

L'atmosphère primordiale de la Terre est l'enveloppe de gaz accrétée par la Terre lors de sa formation. De part son origine, elle a donc la composition de la nébuleuse solaire, à savoir qu'elle est majoritairement composée d'Hydrogène et d'Hélium. On dispose de très peu de contraintes sur la composition exacte, la structure ou encore la quantité totale d'éléments de cette atmosphère. Certains auteurs ont avancé l'échappement hydrodynamique de cette atmosphère comme explication du fractionnement isotopique des gaz rares [99]. Par ailleurs, certains isotopes de gaz rares retrouvés au niveau des rides médio-océaniques, comme ^3He ou ^{22}Ne , dont on ne connaît pas de mécanisme de formation autre que la nucléosynthèse, sont supposés être des reliques de cette atmosphère primordiale aujourd'hui disparue [33, 110]. Ces quelques preuves laissent à penser que la Terre a bien connu au début de sa vie ce type d'atmosphère ; en revanche, les contraintes sur la quantité totale d'atmosphère et la température étant quasiment nulles, les modèles disponibles dans la littérature donnent des

plages de valeurs très larges (par exemple, quelques bars à quelques centaines de bars pour pression de surface [99, 111]).

3.1.2 Adaptation du modèle jovien

Profils de concentration

Étant donné qu'il n'existe pas dans la littérature de modèle pour la haute atmosphère de la Terre primitive, nous avons décidé d'utiliser un modèle développé pour l'atmosphère de Jupiter. En effet, contrairement aux planètes telluriques, dont l'atmosphère actuelle est obtenue par dégazage interne et bombardement exogène (chapitre 1), il est communément admis que les planètes géantes se sont formées par accréation de planétésimaux jusqu'à atteindre une taille critique leur permettant d'accréter directement de grandes masses de gaz de la nébuleuse solaire (voir par exemple [3]). Ainsi, bien que les atmosphères des géantes gazeuses aient aussi subi du fractionnement, les compositions des espèces majoritaires (H, H₂, He) sont proches de celle de la nébuleuse. Autrement dit, une telle atmosphère peut nous servir de point de départ pour notre modèle de Terre primitive.

De nombreux modèles d'atmosphère de Jupiter ont été proposés, souvent contraints par des mesures (notamment celles de la mission spatiale *Galileo*). Le peu de contraintes que l'on a sur l'atmosphère de la Terre primitive fait que l'on n'a *a priori* pas de raison de choisir un modèle plutôt qu'un autre. Cependant, les entrées énergétiques dans les zones aurorales de Jupiter conduisent à une augmentation significative de la température thermosphérique dans ces zones. Comme l'atmosphère primordiale de la Terre est supposée plus chaude que celle de Jupiter, on a tout intérêt à partir d'un modèle d'atmosphère aurorale pour construire notre modèle. J'ai choisi d'utiliser le modèle de Grodent et al. [40]. Il s'agit d'un modèle d'atmosphère aurorale de Jupiter, construit de manière auto-cohérente en se basant sur un modèle de conductivité thermique et un modèle de transport des électrons unidimensionnel à deux faisceaux.

Il reste donc à adapter ce modèle aux conditions de la Terre primitive. Pour ce faire, j'ai appliqué une simple loi d'échelle (*scaling*) basée sur la hauteur d'échelle. La hauteur d'échelle H est une grandeur caractéristique de l'atmosphère. Elle est définie par :

$$H(z) = \frac{k_B T(z)}{m(z)g(z)} \quad (3.1)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T la température, m la masse moléculaire moyenne et g l'accélération de la pesanteur.

Pour Jupiter, les différentes valeurs au niveau de l'altitude de référence¹ sont : $m \approx 4.10^{-27}$ kg, $T = 165$ K et $g = 24,79$ m.s⁻². La hauteur d'échelle correspondante vaut alors : $H_{jupi} \approx 25$ km.

Il faut maintenant connaître ces valeurs pour la Terre primitive. Comme on suppose une composition identique, la masse moléculaire est la même que pour Jupiter. On suppose par ailleurs que l'accréation est finie, et donc que la Terre possède à ce moment sa taille et sa masse définitives. On prend donc $g_0 = 9,8$ m.s⁻². Enfin, la dernière inconnue est la température. Cette donnée est encore une fois très peu contrainte, et dépend fortement des modèles choisis. Cependant, la valeur que l'on trouve le plus communément dans la littérature est $T_{surf} \approx 2000$ K [100, 111] : aussi adopterons nous cette valeur pour notre calcul. Avec ces différentes valeurs, il vient pour l'atmosphère primordiale $H_{prim} \approx 750$ km ! Cette valeur très élevée (la hauteur d'échelle au sol sur la Terre actuelle est d'environ 8 km) est due à la conjonction de

1. L'« altitude de référence » d'une planète géante gazeuse est défini comme l'altitude à laquelle la pression vaut 1 bar.

composants légers (H, He), d'un champ gravitationnel faible (comparativement à Jupiter) et d'une température de surface très élevée. Au final, on a donc un rapport de hauteurs d'échelle :

$$\frac{H_{prim}}{H_{jupi}} \approx 30 \quad (3.2)$$

À partir de là, le *scaling* que j'ai appliqué à simplement consisté à multiplier la grille d'altitude par ce facteur multiplicatif de 30, en gardant les concentrations indentiques. On arrive alors à une pression au sol d'une dizaine de bars (par simple application de la loi d'état des gaz parfait $P = nk_B T$, n étant constant et T environ 10 fois plus important) et à une densité de colonne totale $\omega_0 \approx 3.10^{31} \text{ m}^{-2}$, valeurs compatibles avec les plages de valeurs utilisées par les différents auteurs. Les résultats sont présentés Fig. 3.1.

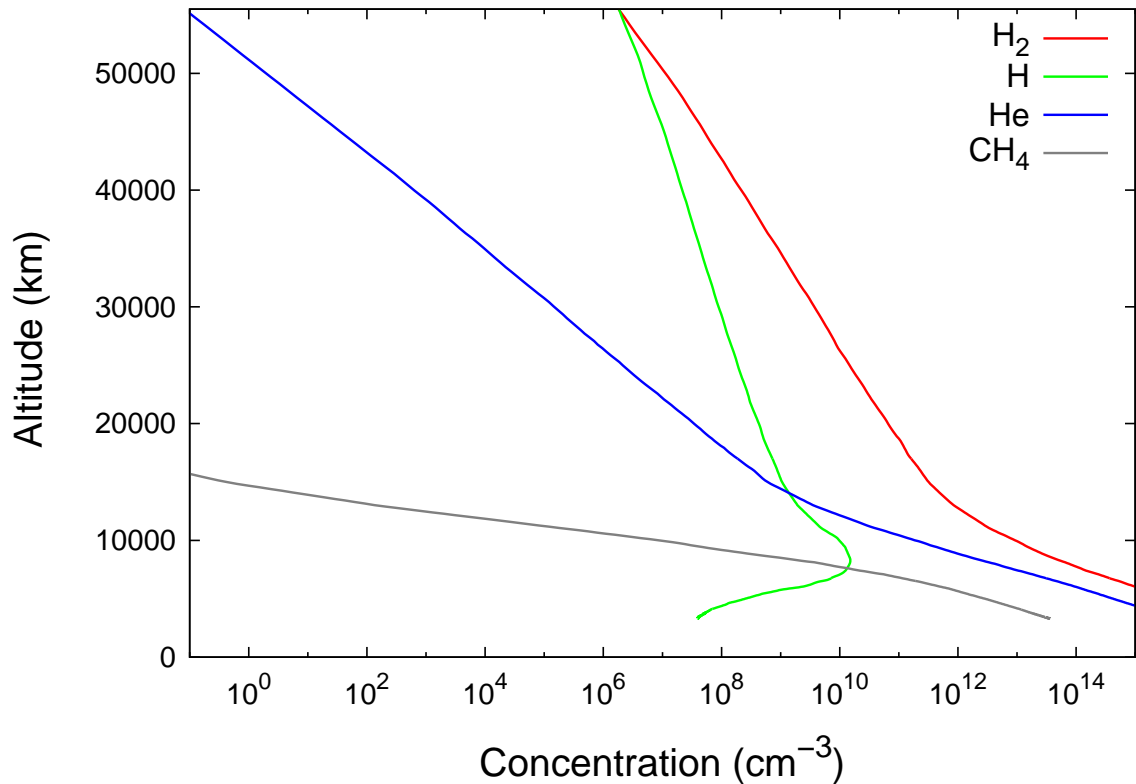


Figure 3.1 – Modèle d'atmosphère issu du *scaling* de l'atmosphère jovienne de Grodent et al. (2001) [40].

La caractéristique principale de cette atmosphère est son étendue : environ 55000 km, soit presque 10 rayons terrestres ! Encore une fois, cette caractéristique n'est cependant pas surprenante, dans la mesure où l'on a un champ gravitationnel relativement faible, une atmosphère constituée d'espèces légères et une température élevée. Cette atmosphère étendue est d'ailleurs en adéquation avec les modèles existants sur les Jupiter chauds, dans lesquels l'atmosphère s'étend sur plusieurs centaines de milliers de kilomètres, jusqu'à quelques rayons planétaires [88, 146]. On verra que cette étendue n'est pas sans conséquence sur le traitement de l'interaction étoile-planète.

Profil de température

Un autre paramètre du modèle d'atmosphère de Grodent et al. (2001) [40] que nous avons dû modifier est le profil de température. En effet, la température de Jupiter à l'altitude de

référence est d’environ 165 K, tandis que nous l’avons prise égale à 2000 K pour la Terre primitive. Or, multiplier par un facteur 10 tout le profil de température, comme pour les profils de concentration, n’a pas de base physique. En effet, les températures thermosphériques atteignant 1300 K sur Jupiter, cela nous conduirait à des températures de l’ordre de 13 000 K. Or, ces températures extrêmes ne sont que difficilement atteintes sur les Jupiter chauds. Pour HD 209458 b par exemple, il s’agit de la température maximale [146] : or la planète orbitant à 0,045 UA, elle reçoit de son étoile un flux 400 fois supérieur à celui que reçoit la Terre. Même en prenant en compte l’émission XUV du soleil jeune, qui peut atteindre 100 fois la valeur actuelle, on n’arrive pas à des conditions aussi extrêmes. Difficile donc d’imaginer un mécanisme permettant d’atteindre de telles températures. Par ailleurs, Yelle [146] a montré que le dihydrogène était majoritairement dissocié pour des températures supérieures à 2000 K. Avec un tel *scaling* du profil de température, il aurait été impossible de conserver un modèle d’atmosphère dominé par H_2 .

Comme nous n’avons pas de contraintes (qu’elles soient observationnelles ou issues de modèles) sur le profil de température dans la haute atmosphère de la Terre primitive, nous avons choisi de prendre un profil isotherme fixé à la température de surface, soit 2000 K. Cette valeur a été choisie dans un esprit de cohérence, afin d’avoir un profil de température compatible avec une atmosphère dominée par le dihydrogène. Bien que celui-ci soit totalement arbitraire (et probablement loin de la réalité), la connaissance du profil et de la valeur exacte de la température sont de peu d’importance pour notre étude spécifique. En effet, les processus étudiés ici, à savoir les interactions avec les photons de l’UV lointain et les processus d’impact électronique sont peu ou prou dépendants de la température. Dans le code TRANS*, les sections efficaces ne présentent pas de dépendance avec la température. La principale raison vient du fait que la température n’a d’influence sur les électrons que lorsque ceux-ci possèdent une énergie de l’ordre de grandeur de l’énergie thermique. Or, avec la correspondance $1 \text{ eV} \equiv 11600 \text{ K}$, on voit qu’il faut atteindre des températures supérieures à 10 000 K (pour des électrons d’un eV) pour que les échanges d’énergie entre les électrons énergétiques et le fond ambiant deviennent importants. Or, les énergies mises en jeu dans les phénomènes qu’on étudie sont en général bien supérieures à l’eV. On voit dès lors que la connaissance précise du profil de température n’est pas nécessaire.

Pourquoi alors cette longue dissertation sur le choix du profil de température ? Parce que le premier *scaling* que j’avais effectué (à savoir multiplier le profil de température par un facteur 10) m’a amené à me rendre compte d’un défaut dans le module de photoionisation du code de transport, que je vais décrire dans la section suivante.

3.2 About the so-called “Chapman function”

3.2.1 Rappels sur la fonction de Chapman

Dans un papier précurseur de 1930 [18], S. Chapman a introduit le calcul de l’atténuation d’un rayon lumineux dû à son absorption par les constituants de l’atmosphère. Stipulant une atmosphère plan-parallèle, il calcule l’atténuation par (je reproduis ici le résultat de [18], avec des notations modernes différant de Chapman) :

$$I(z) = I_\infty \exp \left(-\sigma n_0 H \sec \chi e^{-\frac{z}{H}} \right) \quad (3.3)$$

Pour arriver à ce résultat, il postule une « atmosphère exponentielle », *i.e.* dont la concentration suit une loi barométrique du type :

$$n(z) = n(z_0) e^{-\frac{z-z_0}{H}} \quad (3.4)$$

où H représente encore la hauteur d’échelle.

Dans un second article de 1931 [19], il modifie l’équation 3.3 pour tenir compte de la courbure de l’atmosphère. Comme on peut le voir sur la Fig. 2.3 du chapitre 2, il s’agit en fait de remplacer $\sec \chi$ par l’expression appropriée, l’angle solaire zénithal variant le long du chemin du rayon lumineux.

De nombreux auteurs ont par la suite utilisé et développé cette fonction, qui prit alors son nom de *fonction de Chapman*. Dans des versions plus modernes [50, 121], la fonction de Chapman est présentée comme un moyen de calculer la densité de colonne le long d’un chemin lumineux, en tenant compte de la courbure de l’atmosphère. En effet, l’épaisseur optique τ s’écrit $\tau(\lambda, z_0) = \sigma(\lambda)\omega(\chi, z_0)$, où $\omega(\chi, z_0)$ est la densité de colonne de l’espèce considérée jusqu’à l’altitude z_0 [50] :

$$\omega(\chi, z_0) = \int_{z_0}^{\infty} n(z) \left[1 - \left(\frac{R + z_0}{R + z} \right)^2 \sin^2 \chi \right]^{-1/2} dz \quad (3.5)$$

Si l’on postule de nouveau une atmosphère exponentielle, il vient alors :

$$\omega(\chi, z_0) = n(z_0)HCh(X, \chi) \quad (3.6)$$

où

$$Ch(X, \chi) = \frac{1}{H} \int_{z_0}^{\infty} \left[1 - \left(\frac{R + z_0}{R + z} \right)^2 \sin^2 \chi \right]^{-1/2} dz \quad (3.7)$$

est la fonction de Chapman, avec χ l’angle solaire zénithal au point d’altitude z_0 considéré, R le rayon de la planète, et $X = (R + z_0)/H$ (qui n’apparaît pas directement ici).

À partir de là, les différents auteurs qui ont travaillé sur la fonction de Chapman ont cherché des approximations analytiques facilement implémentables dans des codes numériques. La fonction présente jusque là dans les codes de la série *TRANS** est donnée par Smith & Smith (1982) [121]. L’expression, basée sur la fonction erreur complémentaire, ne sera pas développée ici. En revanche, il est intéressant de regarder les limites données par les auteurs : leur approximation est valide pour $X \gg 1$, c’est-à-dire pour $R + z \gg H$. Si tel est le cas pour la Terre actuelle, pour laquelle cette approximation fut développée, il n’en est pas nécessairement de même pour les atmosphères très chaudes et étendues, pour lesquelles la hauteur d’échelle peut devenir significativement grande.

De manière générale, la fonction de Chapman souffre de deux défauts majeurs :

- Les approximations visant à produire des expressions simples, facilement utilisables dans des simulations numériques, ont un cadre applicatif limité : elles sont assez précises pour des atmosphères compactes et peu chaudes, comme celles des planètes telluriques dans le système solaire, mais leur utilisation devient plus discutable pour des atmosphères chaudes et étendues.
- La fonction de Chapman est construite sur une approximation conséquente : celle d’une atmosphère exponentielle, dont la pression et la composition suivent une loi barométrique. Elle devient alors potentiellement inopérante lorsque les processus de diffusion moléculaire deviennent prépondérants (et pour peu que les différents constituants ne suivent pas une distribution exponentielle de l’altitude).

Pour conclure, il est important de garder une chose en mémoire : la fonction de Chapman a été construite à une époque où il n’existait pas de moyen de produire de modèles d’atmosphères performants. En effet, les profils atmosphériques étant modélisés par des systèmes d’équations non-linéaires couplées, il a fallu attendre l’avènement de la modélisation numérique pour pouvoir construire des modèles auto-cohérents satisfaisants. Dans ce cadre, l’approximation barométrique était la plus logique, et la fonction de Chapman permettait des applications ionosphériques sans avoir besoin de faire appel à des modèles d’atmosphère (la variation des

concentrations atmosphériques étant intégralement contenues dans l'hypothèse barométrique, et donc dans la fonction de Chapman).

Cependant, nous allons voir que si l'on possède un modèle d'atmosphère et les moyens numériques disponibles aujourd'hui, il n'est nullement besoin de faire appel à la fonction de Chapman, et qu'un simple calcul géométrique permet de résoudre les problèmes de photoabsorption.

3.2.2 Une nouvelle routine pour le calcul de la photoabsorption

On rappelle que l'on cherche à calculer l'atténuation d'une rayon lumineux au cours de son trajet dans l'atmosphère, due à l'absorption par les constituants de celle-ci (atomes et molécules). Ceci se fait en résolvant l'équation de Beer-Lambert vue au chapitre 2 et rappelée ici :

$$\mathcal{I}(\lambda, z) = \mathcal{I}_\infty(\lambda) \exp \left(-\sigma(\lambda) \int_z^\infty n(z') \sec \chi(z') dz' \right) = \mathcal{I}_\infty(\lambda) \exp(-\tau(\lambda, \chi, z)) \quad (3.8)$$

C'est à dire que tout le problème revient à calculer l'épaisseur optique $\tau = \sigma(\lambda) \int_z^\infty n(z') \sec \chi(z') dz'$. Pour calculer cette intégrale, le modèle d'atmosphère est discrétisé en altitude, et l'on réalise le calcul selon une « grille d'atmosphère ». Les altitudes ne sont plus alors repérées par une variable continue, mais par des points de grille z_i . Ainsi, pour calculer l'épaisseur optique à l'altitude z_i considérée, il suffit de calculer :

$$\tau = \sum_{sp} \sigma_{sp}(\lambda) \left\{ \sum_{j>i}^N ds_j \left(\frac{n_{sp}(z_{j+1}) + n_{sp}(z_j)}{2} \right) \right\} \quad (3.9)$$

où sp représente les différentes espèces, N le nombre total de couches d'atmosphère dans la grille, $n_{sp}(z_j)$ la concentration de l'espèce sp à l'altitude z_j , et ds_j correspond au chemin parcouru par le rayon lumineux entre les altitudes z_{j+1} et z_j .

Les altitudes et les concentrations des constituants étant donnés par le modèle d'atmosphère, la seule partie qui reste à déterminer est le chemin parcouru. Il s'agit donc d'un problème purement géométrique. Dans le cas d'une atmosphère plan-parallèle, le chemin parcouru entre les altitudes z_{j+1} et z_j est simplement $ds = \frac{1}{\cos \chi} (z_{j+1} - z_j)$. Seulement, lorsque l'atmosphère est très étendue, et que ses dimensions ne sont plus négligeables devant le rayon de la planète, la sphéricité joue un rôle important, qu'il faut prendre en compte.

Correction sphérique : cas $\chi < 90^\circ$

On va donc calculer le chemin parcouru par un rayon lumineux entre deux couches d'atmosphère successives dans le cas d'une géométrie sphérique (on suppose évidemment, en faisant ce calcul, que l'atmosphère est isotrope, i.e. que la distribution verticale des espèces est la même quelque soit la latitude et la longitude). La géométrie du problème est présentée Fig. 3.2. Le disque grisé correspond à la planète, et les deux cercles concentriques à deux couches d'atmosphère successives, correspondant aux altitudes z_0 et z_1 ; les distances au centre O de la planète correspondantes sont r_0 et r_1 . Le trait plein noir correspond à la verticale du lieu qui nous intéresse, repérée par la latitude λ . Il coupe le premier cercle en M(z_0). Enfin, on considère un rayon lumineux (trait rouge) entrant dans l'atmosphère, qui coupe la couche externe d'atmosphère en A sous un angle χ_1 et la couche interne en M sous un angle χ_0 ; il coupe enfin l'axe Nord-Sud au point B.

On va chercher à calculer le chemin ds parcouru par le rayon entre les deux couches d'atmosphère. En suivant les notation de la Fig. 3.2, on a :

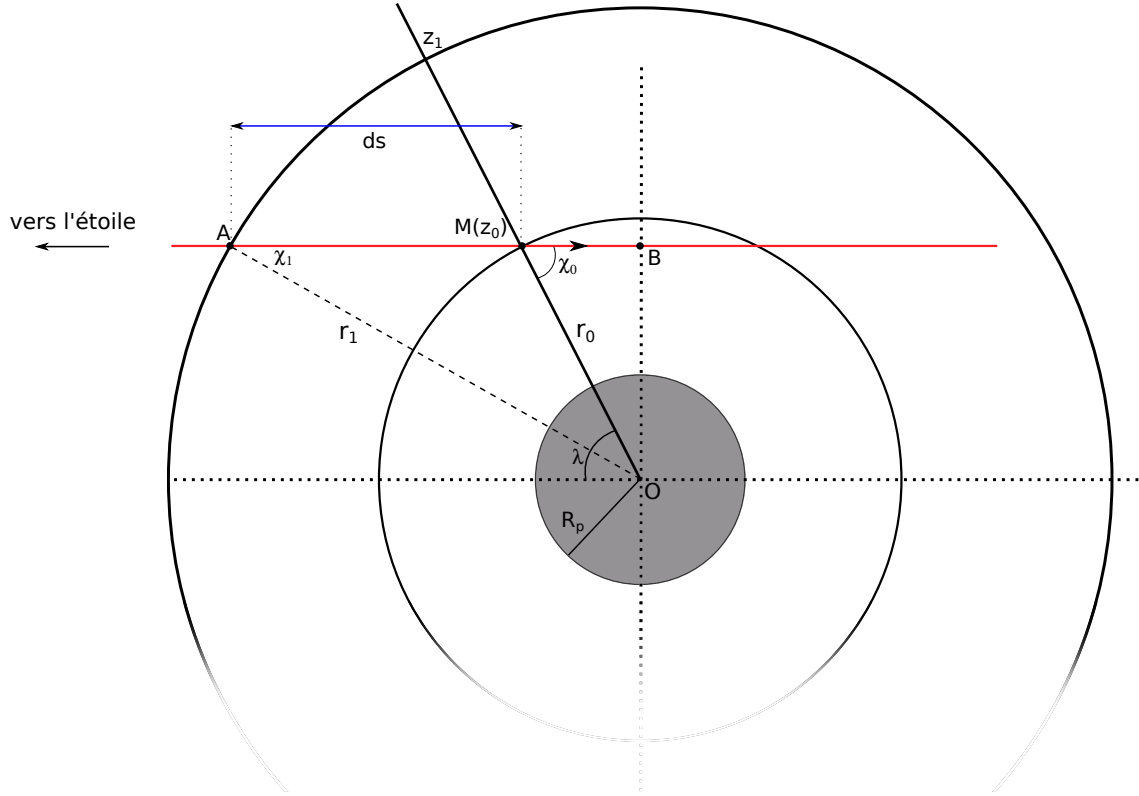


Figure 3.2 – Géométrie et notations utilisées pour le calcul du chemin parcouru par un rayon lumineux dans une atmosphère courbe dans le cas où l’angle solaire zénithal χ est inférieur ou égal à 90° .

– dans le triangle rectangle OMB :

$$MB = r_0 \cos \chi_0 \quad (3.10)$$

$$OB = r_0 \sin \chi_0 \quad (3.11)$$

$$(3.12)$$

– dans le triangle OAB : comme OB est commun aux deux triangles, on va pouvoir utiliser son expression en fonction de r_0 et χ_0 . En utilisant Pythagore, il vient :

$$AB = \sqrt{r_1^2 - r_0^2 \sin^2 \chi_0} \quad (3.13)$$

Soit au final :

$$ds = AM = \sqrt{r_1^2 - r_0^2 \sin^2 \chi_0} - r_0 \cos \chi_0 \quad (3.14)$$

Ce résultat se généralise aisément : soit un rayon lumineux faisant un angle χ_0 avec la verticale du lieu considéré, à l’altitude z_0 considérée, alors l’élément de chemin ds_j parcouru par le rayon entre les couches d’atmosphère d’altitude z_{j+1} et z_j au dessus de z_0 est (en notant R_p le rayon de la planète) :

$$ds_j = \sqrt{(R_p + z_{j+1})^2 - (R_p + z_0)^2 \sin^2 \chi_0} - \sqrt{(R_p + z_j)^2 - (R_p + z_0)^2 \sin^2 \chi_0} \quad (3.15)$$

Correction sphérique : cas $\chi > 90^\circ$

Lorsque l'angle solaire zénithal est supérieur à 90° , le calcul est un peu plus complexe. Il faut en particulier vérifier que, à la latitude et à l'altitude considérées, le rayon lumineux franchit bien le disque de la planète. En effet, les cas $\chi > 90^\circ$ correspondent au côté nuit de la planète, lorsqu'on a passé le terminateur. La géométrie du problème est représentée Fig. 3.3.

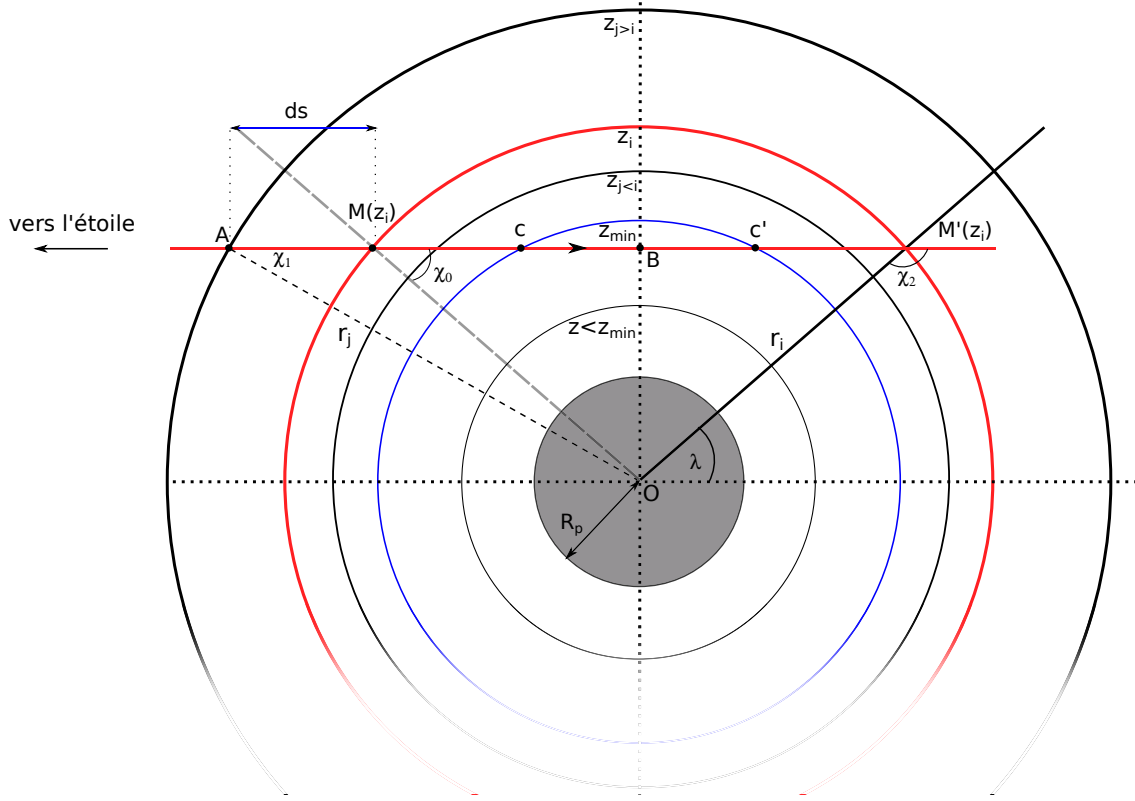


Figure 3.3 – Géométrie et notations utilisées pour le calcul du chemin parcouru par un rayon lumineux dans une atmosphère courbe dans le cas où l'angle solaire zénithal χ est supérieur à 90° .

On souhaite calculer les photoproductions à l'altitude z_i , à la latitude λ côté nuit : on se trouve donc au point $M'(z_i)$, intersection de la verticale du lieu (trait plein noir) et de la couche d'atmosphère située à l'altitude considérée (cercle rouge). Le rayon lumineux coupe la verticale avec un angle $\chi_2 > 90^\circ$. On peut par ailleurs tracer le symétrique du point $M'(z_i)$ par rapport à la perpendiculaire au rayon lumineux : il s'agit du point $M(z_i)$ (à l'intersection du cercle rouge et de la ligne tiretée grise). En ce point, le rayon lumineux coupe la verticale locale sous un angle χ_0 tel que :

$$\chi_0 = \pi - \chi_2 \quad (3.16)$$

Le calcul de τ se fait en sommant les différentes contributions suivantes :

- l'épaisseur optique entre l'infini et la couche d'altitude z_i considérée.
- l'épaisseur optique entre la couche d'altitude z_i et la couche d'altitude minimale z_{min} . Le problème étant symétrique, et grâce à la relation 3.16, il suffit de calculer cette grandeur pour le côté jour (donc en fonction de χ_0), et de la compter deux fois.
- enfin, l'épaisseur optique entre les points C et C', où le rayon lumineux reste à l'intérieur d'une même couche.

On a donc :

$$\tau_{tot} = \tau_{AM(z_i)} + 2 \tau_{M(z_i)C} + \tau_{CC'} = \tau_{z_j \geq z_i} + 2 \tau_{z_i > z_j > z_{min}} + \tau_{CC'} \quad (3.17)$$

La premier terme est simple a évaluer, puisqu’il s’agit simplement de la formule 3.15. Évaluons le second terme. Si l’on se place à l’altitude z_i considérée, et que l’on calcule la distance parcourue par la lumière entre cette couche d’atmosphère et la suivante, il vient $ds_i = (R_p + z_i) \cos \chi_0 - \sqrt{(R_p + z_{i-1})^2 - (R_p + z_i)^2 \sin^2 \chi_0}$. On peut généraliser cette relation pour tout couche d’altitude z_j inférieure à z_i et supérieure à z_{min} . Il vient alors :

$$ds_{j<i} = \sqrt{(R_p + z_{j+1})^2 - (R_p + z_i)^2 \sin^2 \chi_0} - \sqrt{(R_p + z_j)^2 - (R_p + z_i)^2 \sin^2 \chi_0} \quad (3.18)$$

On remarque que ce résultat est exactement le même que celui de la formule 3.15 (avec $z_i \equiv z_0$, le calcul étant valable à n’importe quelle couche i considérée). Le calcul de la longueur parcourue est donc exactement le même quelle que soit l’altitude supérieure à l’altitude minimale. Il reste donc à calculer la dernière contribution.

Comme on a $OB = r_i \sin \chi_0 = (R_p + z_i) \sin \chi_0$, la simple application du théorème de pythagore dans le triangle OCB donne :

$$CB = \sqrt{(R_p + z_{min})^2 - (R_p + z_i)^2 \sin^2 \chi_0} \quad (3.19)$$

Soit au final :

$$\tau_{CC'} = \sum_{sp} \sigma_{sp}(\lambda) 2 \sqrt{(R_p + z_{min})^2 - (R_p + z_i)^2 \sin^2 \chi_0} \left(\frac{n_{sp}(z_{min}) + n_{sp}(z_{min-1})}{2} \right) \quad (3.20)$$

Tous les termes étant connus, on peut donc calculer l’épaisseur optique au point $M'(z_i)$ côté nuit, et en déduire les photoproductions.

3.2.3 Évaluation de l’erreur

Maintenant que l’on dispose d’un nouvel algorithme pour calculer les photoproductions, on va pouvoir les comparer avec celles déterminées en utilisant la fonction de Chapman, afin d’évaluer l’erreur commise. Nous regarderons d’abord le cas du premier *scaling* réalisé sur la Terre primitive, *i.e.* en multipliant la température par 10, puis le cas d’une atmosphère étendue réaliste, celle du Jupiter chaud HD 209458 b.

Le graphe Fig. 3.4 montre la comparaison entre les taux de production des photoélectrons primaires avec le modèle d’atmosphère de la Terre primitive. Plus précisément, on y voit les rapports deux à deux des taux de production, dépendants du modèle choisi pour le calcul de l’épaisseur optique : le modèle « $1/\cos \chi$ », correspondant au cas d’une atmosphère plan-parallèle (eq. 3.3) ; le modèle utilisant la fonction de Chapman ; et enfin, le modèle « géométrique » décrit au long de ce chapitre. Plusieurs résultats intéressants peuvent être tirés de ces courbes :

1. La courbe rouge est une « courbe de contrôle ». En effet, elle compare les taux de production dans le modèle plan-parallèle et le modèle géométrique, lorsque l’angle solaire zénithal est de 0° . Par définition, lorsque l’angle solaire zénithal est nul, le rayon lumineux rentre dans l’atmosphère perpendiculairement à celle-ci : la distance parcourue entre deux couches d’atmosphère est alors exactement la différence d’altitude entre ces deux couches. Les taux de production selon ces deux modèles doivent donc être strictement équivalents, ce que montre bien la courbe rouge.
2. La courbe rose présente le rapport des taux de production obtenus en utilisant le modèle géométrique et le modèle de Chapman, pour un angle nul. On voit alors apparaître le problème inhérent à l’utilisation de la fonction de Chapman : alors que celle-ci a été créée pour prendre en compte la rotondité de l’atmosphère, elle fournit des résultats différents du modèle géométrique (ou plan-parallèle) alors même que la sphéricité de l’atmosphère

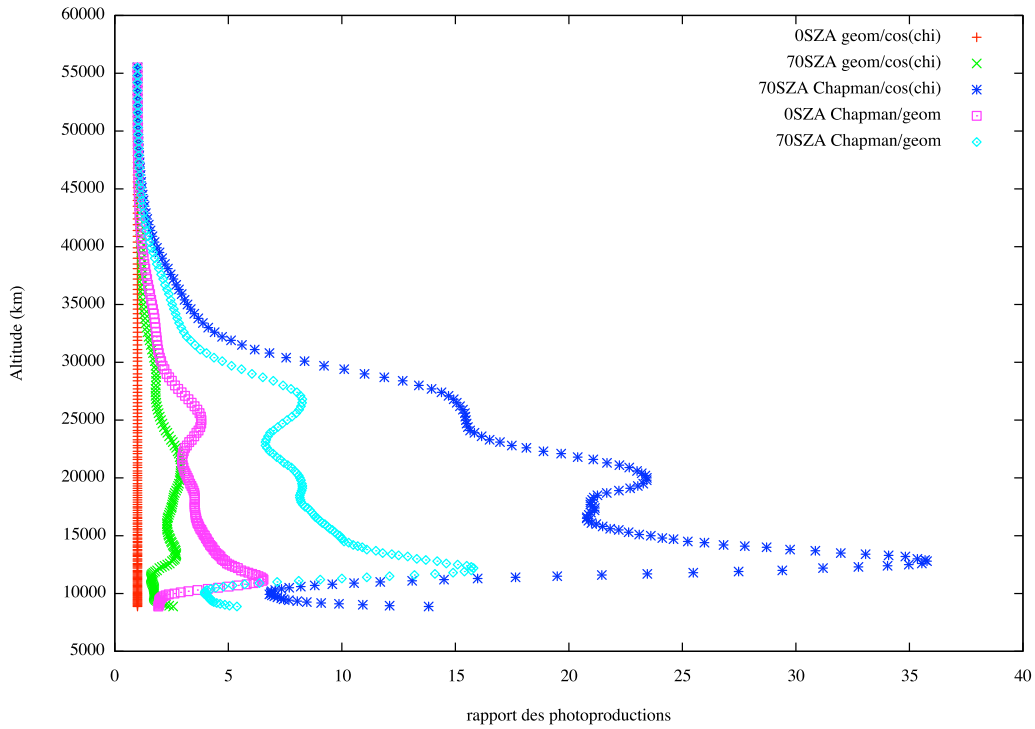


Figure 3.4 – Rapports des taux de production des électrons primaires dans l’atmosphère de la Terre primitive pour deux angles solaires zénithaux, produits avec trois modèles possibles dans la résolution de l’équation de Beer-Lambert

n’entre pas en compte ! Cet effet est d’autant plus marqué que l’angle solaire zénithal est grand (courbe bleu ciel, $\chi = 70^\circ$).

3. Enfin, pour un angle solaire zénithal non nul, on peut voir que l’effet de la sphéricité de l’atmosphère n’est pas négligeable . C’est notamment le cas sur la courbe verte, où les taux de production diffèrent jusqu’à un facteur trois entre le modèle de correction sphérique et le modèle plan-parallèle. Enfin, la dernière courbe (bleue) montre que l’idée selon laquelle la différence entre la fonction de Chapman et $1/\cos \chi$ est négligeable jusqu’à un angle solaire zénithal de 70° n’est valable que pour la Terre actuelle ...

On va cependant voir que certaines de ces conclusions sont à modérer, notamment dans les ordres de grandeurs des différences mises en jeu. En effet, afin de m’assurer que ces différences n’étaient pas uniquement dues au modèle d’atmosphère utilisé, j’ai réalisé le même travail sur l’atmosphère étendue du Jupiter chaud HD 209458 b. Le modèle utilisé est celui de Yelle (2004) [146] : il s’agit d’un code 1D modélisant de manière auto-cohérente l’atmosphère de la planète en résolvant les équations de diffusion, l’équilibre thermique et la chimie de l’hydrogène et de l’hélium. L’atmosphère de la planète s’étend jusqu’à 3 rayons planétaires, soit jusqu’à 200 000 km d’altitude. Les résultats obtenus sur ce modèle d’atmosphère sont présentés Fig. 3.5.

Le premier point que l’on peut remarquer est l’ordre de grandeur des différences : il est nettement moins élevé que dans le premier cas. Ceci signifie que l’erreur commise en utilisant la fonction de Chapman dans le cas d’un modèle d’atmosphère réaliste n’est pas si élevée. Les courbes verte et bleu confirment que la sphéricité peut avoir une influence non négligeable (jusqu’à un facteur deux pour un angle solaire zénithal de 70°). Enfin, les courbes bleu ciel et rose montrent que l’erreur commise en utilisant la fonction de Chapman est limitée à 10%. Les taux de production intégrés sur toute une colonne d’atmosphère montrent que l’erreur totale (intégrée) introduite par la fonction de Chapman est inférieure à 6%. Celle-ci est donc

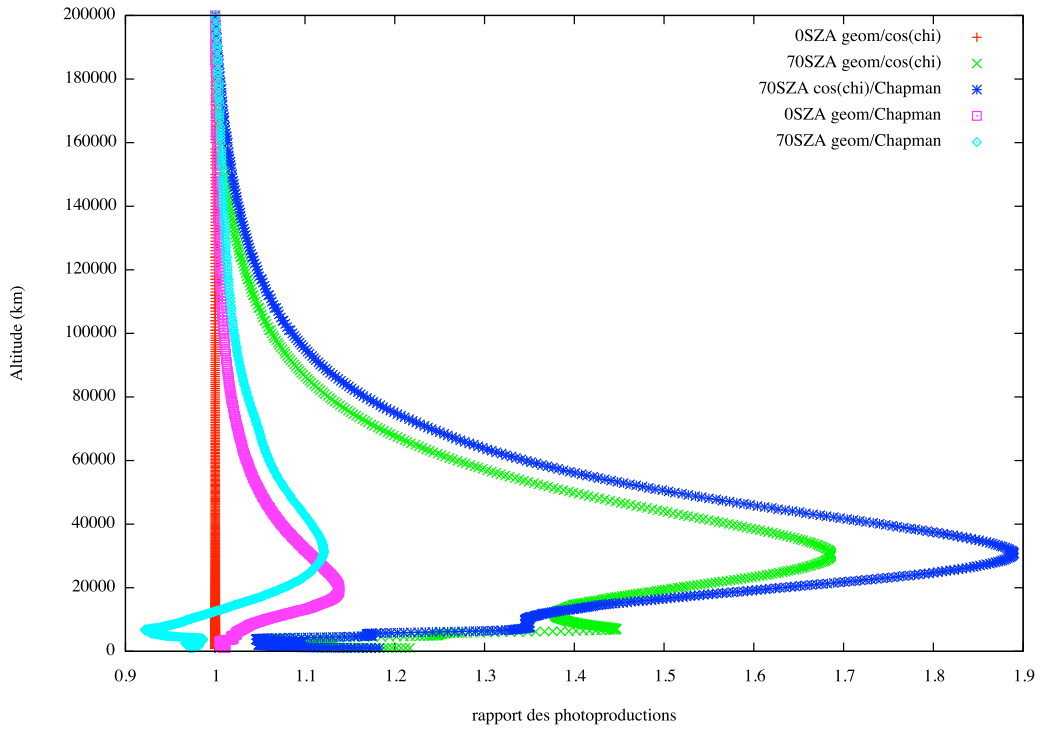


Figure 3.5 – Rapports des taux de production des électrons primaires dans l’atmosphère de HD 209458 b pour deux angles solaires zénithaux, produits avec trois modèles possibles dans la résolution de l’équation de Beer-Lambert.

relativement faible, notamment si l’on prend en compte les autres sources d’incertitude, en particulier celles concernant les sections efficaces de photoionisation. Cependant, un point intéressant à remarquer sur la courbe bleu ciel est que l’erreur commise pour un même calcul (même angle solaire zénithal) va tantôt dans le sens d’un excès de production, et tantôt dans le sens d’un défaut. On comprend dès lors qu’il est difficile d’évaluer systématiquement l’erreur globale commise.

3.2.4 Conclusion

On a pu voir sur le dernier exemple que l’utilisation de la fonction de Chapman dans le cas d’atmosphères réalistes introduisait des erreurs limitées dans les taux de productions des photoélectrons primaires. Cependant, l’utilisation du nouvel algorithme proposé présente plusieurs avantages : il ne nécessite pas de connaître a priori le profil de température pour pouvoir résoudre l’équation de Beer-Lambert ; il permet de prendre en compte de manière satisfaisante la sphéricité de l’atmosphère ; il n’est pas limité dans les angles solaires zénithaux (la routine implémentée dans le code pour calculer la fonction de Chapman n’étant pas valide autour de 90°) ; enfin, bien que les erreurs introduites par la fonction de Chapman soient faibles, les photoélectrons produits sont ensuite transportés par le code, et vont par suite engendrer différents produits (ions, états excités) par impact électronique : limiter les erreurs dans le calcul du taux de production d’électrons primaires permet donc de limiter la propagation de ces erreurs dans le calcul du transport de ces électrons, et des produits qui en résultent.

Scène 4

Émission Lyman Alpha de la Terre primitive

*Our posturings, our imagined self-importance,
the delusion that we have some privileged position in the Universe,
are challenged by this point of pale light.*

[...]

*To me, it underscores our responsibility to deal more kindly with one another,
and to preserve and cherish the pale blue dot,
the only home we've ever known.*

Carl Sagan.

DISPOSANT du modèle d'atmosphère décrit au chapitre précédent, nous pouvons calculer les émissions lumineuses de la haute atmosphère de la Terre primitive. En effet, nous disposons de tous les éléments nécessaires au calcul : en plus des concentrations atmosphériques, nous avons un modèle pour l'émission EUV du soleil jeune, c'est-à-dire pour les entrées énergétiques de l'atmosphère ; enfin, le modèle étant adapté d'un modèle jovien, toutes les sections efficaces des différents processus (photoniques et électroniques) sont indentiques à celles utilisées par Hélène Ménager au cours de sa thèse [88].

Au cours de ce chapitre, je présenterai les résultats que nous avons obtenus sur l'émission Lyman Alpha ($\text{Ly } \alpha$) de l'atmosphère primordiale de la Terre primitive. Dans une première partie, nous verrons le problème étudié, et notamment la transition $\text{Ly } \alpha$. Puis je présenterai les résultats obtenus avec le code *Aeroplanets* concernant les taux d'ionisation et d'excitation dans l'atmosphère de la Terre primitive. L'hydrogène étant un des composants majoritaire de l'atmosphère, la raie Lyman Alpha y est optiquement épaisse, et il est nécessaire, pour pouvoir calculer son intensité, de faire appel à des calculs de transfert radiatif. Ce point sera développé dans une troisième partie. Enfin, je présenterai la méthode utilisée et les résultats obtenus pour le calcul de l'émission globale de la planète, et *in fine*, le calcul du contraste entre la planète et le Soleil jeune.

4.1 Position du problème

Le but de cette étude étant de voir s'il est possible de caractériser l'atmosphère d'une exoplanète en étudiant ses émissions non thermiques, nous avons cherché à calculer le contraste entre la planète et l'étoile hôte, autrement dit la Terre primitive et le Soleil jeune. Compte tenu de la composition de l'atmosphère, nous nous sommes intéressés à une seule émission : la raie Lyman Alpha (les bandes moléculaires de H_2 étant plus complexes à traiter, moins intenses et principalement excitées par les précipitations électroniques, que l'on ne prend pas en compte ici). Cette dernière est une raie de l'UV située à une longueur d'onde de 121,6 nm, correspondant à la transition électronique entre les niveaux $2p$ et $1s$ de l'hydrogène atomique.

Ses différentes caractéristiques sont listées dans la table 4.1.

Table 4.1 – Carte de visite de la transition Lyman Alpha

Transition électronique associée	$H(2p) \rightarrow H(1s)$
Longueur d'onde	121,6 nm
Énergier associée	10,19 eV
Coefficient d'Einstein	$6,2648.10^8 \text{ s}^{-1}$

La raie Lyman Alpha est par ailleurs la raie la plus intense du spectre UV solaire. Concernant le soleil jeune, Ribas et al. (2005) [105] fournissent une loi de puissance pour l'évolution de cette raie particulière : au moment de l'entrée dans la séquence principale (ZAMS), cette raie était environ 100 fois plus intense que la raie solaire actuelle. Cette donnée est importante pour deux raisons : d'une part, si l'on veut calculer le contraste entre l'émission de la planète et de l'étoile, il est bien entendu nécessaire de connaître l'intensité de la raie émise par cette dernière. D'autre part, la transition Lyman Alpha étant une transition électronique autorisée (cf. coefficient d'Einstein associé, table 4.1), la raie solaire est résonante avec les atomes d'hydrogène de l'atmosphère. Il est donc nécessaire de réaliser un calcul de transfert radiatif pour déterminer l'intensité de l'émission planétaire. Ce point sera détaillé dans la troisième partie de ce chapitre.

Enfin, un dernier point à prendre en compte est la géométrie d'observation. En effet, à quel moment observer la planète pour être dans les conditions les plus favorables pour l'observation ? Lorsque l'on a affaire à une raie absente du spectre de l'étoile, le moment le plus favorable pour le contraste est indubitablement le transit secondaire (Fig. 4.1a) : le disque de la planète est alors entièrement éclairé, et donc la surface émettrice est la plus grande possible¹. En revanche, lorsque l'on s'intéresse à une raie résonante, comme dans le cas présent, la position la plus favorable est la quadrature (Fig. 4.1b) : c'est à cette position que le décalage doppler de la raie planétaire est le plus important, ce qui permet de séparer la raie de la planète de celle de l'étoile. Les calculs d'« émission globale » de la planète seront donc réalisés pour cette position orbitale. La géométrie précise du problème ainsi que la méthodologie employée pour évaluer l'émission totale de la Terre primitive seront précisées dans la dernière partie de ce chapitre.

4.2 Ionisations et excitations des espèces neutres par le flux UV solaire

4.2.1 Taux de production des principaux ions

Le premier résultat que nous avons obtenu concerne les taux d'ionisation et d'excitation des différentes espèces de l'atmosphère primordiale de la Terre primitive. Il s'agit en effet des principales sorties du modèle de transport implémenté dans *Aeroplanets*. La Fig. 4.2 montre les taux d'ionisation simple des principales espèces neutres pour trois angles solaire zénithaux.

Le pic de production électronique se situe à une altitude de 30 000 km environ, avec des valeurs de l'ordre de $2000 \text{ ions.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour H_2^+ et $400 \text{ ions.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour H^+ pour un angle solaire zénithal nul. Le pic de production de He^+ est situé beaucoup plus bas, vers 10 000 km,

1. Cette assertion est valable aussi bien pour les photons que pour les particules pénétrant dans l'atmosphère, **en l'absence de champ magnétique**. En présence d'un champ magnétique, le problème est un peu plus complexe ; pour un champ global principalement dipolaire, comme sur la Terre actuelle, les entrées énergétiques de particules ont lieu à des latitudes particulières, au niveau des ovales auroraux et des cornets polaires.

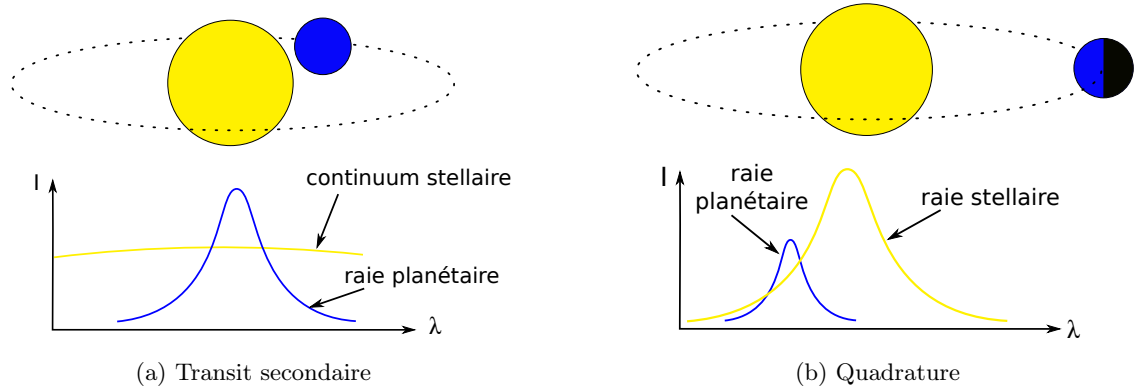


Figure 4.1 – (a) Observation en transit secondaire dans le cas d’une raie non résonante. Cette configuration permet d’avoir un maximum de flux venant de la planète, et ainsi d’améliorer le contraste avec le continuum de l’étoile. (b) Observation à la quadrature dans le cas d’une raie résonante. Cette configuration permet d’avoir un décalage doppler maximal, afin de séparer la raie de la planète de celle de l’étoile.

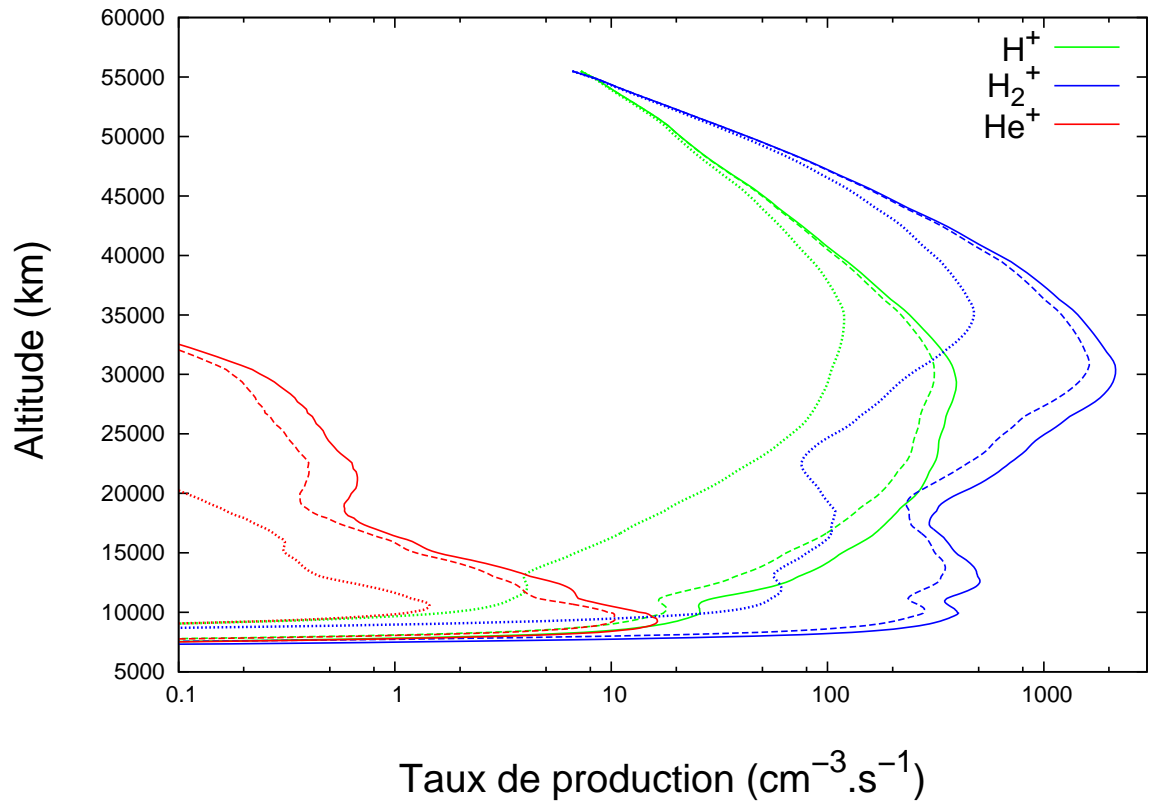


Figure 4.2 – Taux de production des ions H_2^+ (bleu), H^+ (vert) et He^+ (rouge) pour trois angles solaires zénithaux : $\chi = 0^\circ$ (trait plein), $\chi = 45^\circ$ (tirets) et $\chi = 90^\circ$ (pointillés).

avec un maximum d'environ $10 \text{ ions.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour $\chi = 0^\circ$ (principalement dû au fait que les concentrations en Hélium ne sont significatives qu'à basse altitude).

Il peut être intéressant de comparer ces résultats à ceux de Ménager et al. (2010) [89], obtenus pour Jupiter avec l'atmosphère initiale de Grodent et al., 2001. Les courbes correspondantes (fig.4 de [89]) sont reproduites Fig. 4.3. Les différences notables peuvent s'expliquer par deux raisons principales :

- d'une part, l'altitude élevée du pic de production des ions majoritaires dans le cas de la Terre primitive (comparativement au cas de Jupiter) est due au fait que *scaling* a été fait en multipliant les altitudes par 30, sans toucher aux concentrations. Les densités de colonne sont donc beaucoup plus importantes dans le cas de la Terre primitive (la quantité d'atmosphère traversée le long du chemin optique est 30 fois plus importante). Au niveau du pic de production, les densités de colonne sont d'ailleurs comparables dans les deux cas.
- d'autre part, les valeurs beaucoup plus élevées des pics de production s'expliquent par les flux énergétiques beaucoup plus importants dans l'atmosphère primitive, dus à la fois à une plus grande proximité de la Terre avec le Soleil (1 UA, contre environ 5 pour Jupiter) et aux caractéristiques du Soleil jeune (émission EUV plus forte).

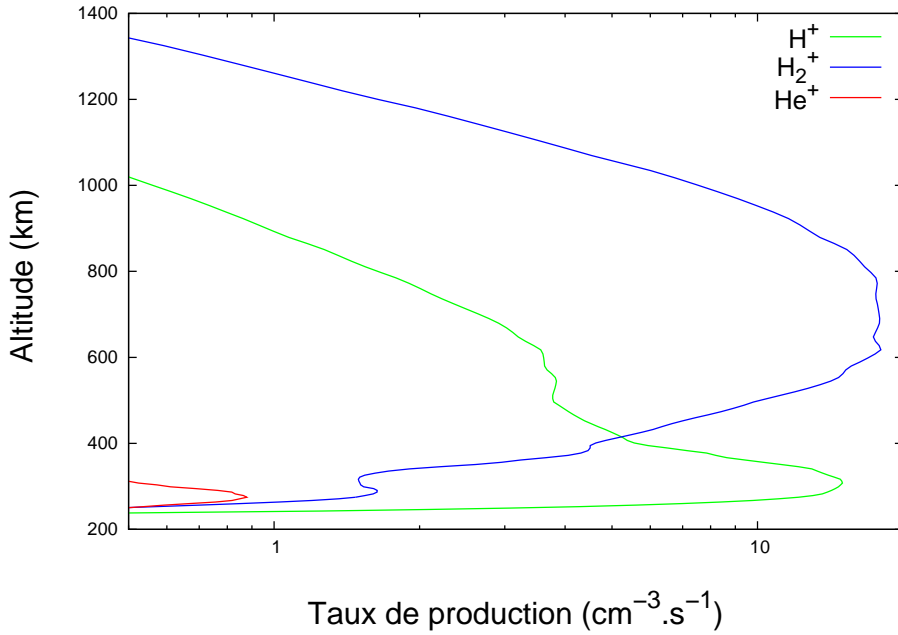


Figure 4.3 – Taux de production des ions H_2^+ (bleu), H^+ (vert) et He^+ (rouge) dans l'atmosphère de Jupiter, pour un angle solaire zénithal nul. Reproduits d'après Ménager et al. (2010) [89].

4.2.2 Taux d'excitation de l'hydrogène et émission de colonne Ly α

On s'intéresse à l'émission Lyman Alpha de la planète. Cette dernière a deux origines : d'une part, le réfléchi solaire, qui sera traité dans la partie suivante (problème de transfert radiatif) et que l'on pourra qualifier de « source externe » ; d'autre part, la désexcitation radiative des atomes d'hydrogène portés dans l'état excité $2p$: il s'agit alors d'une « source interne » (puisque les photons Ly α sont directement produits au sein de l'atmosphère). Dans cette section, nous nous intéresserons à cette dernière source. Comme la transition $\text{H}(2p) \rightarrow \text{H}(1s)$ est autorisée, la désexcitation radiative est quasi instantanée, et les $\text{H}(2p)$ n'ont pas le temps de se désexciter par une autre voie (collisionnelle par exemple). Autrement dit, tout atome d'hydrogène porté dans l'état $2p$ se désexcite immédiatement par émission d'un photon

Lyman Alpha. Calculer le taux d'émission volumique de ces photons revient donc à déterminer le taux de production des atomes d'hydrogène dans l'état excité $2p$.

Les voies de production de $H(2p)$ sont au nombre de trois (si l'on excepte l'excitation directe par les photons Ly α solaires, processus qui relève du transfert radiatif) : par impact électronique sur les atomes d'hydrogène dans l'état fondamental, par dissociation de H_2 et par *quenching* des atomes dans l'état $H(2s)$. En effet, l'état $2s$ est un état métastable de l'hydrogène (la transition $H(2s) \rightarrow H(1s)$ étant interdite par les règles de sélection des transitions dipolaires électriques), de durée de vie $\tau_{2s} = 0,14$ s. Par ailleurs, le niveau $2s$ étant situé seulement 4,4 meV au-dessus du niveau $2p$, de faibles perturbations (notamment par collision) suffisent à faire passer les atomes de l'état $2s$ dans l'état $2p$: c'est le processus de *quenching*.

Aux températures régnant dans les atmosphères planétaires, la vitesse thermique moyenne des atomes d'hydrogène est comprise entre 1 et 10 km/s environ. À ces vitesses là, la section efficace de quenching des atomes $H(2s)$ avec le dihydrogène est comprise entre 50 et 100 Å² [138]. La probabilité de transition associée est $A = n_{H_2} \sigma v_{th}$, produit de la concentration en dihydrogène et de la fréquence de collision H- H_2 . Comme nous n'avons que peu de contraintes sur le profil de température, il est difficile d'évaluer la valeur exacte de cette probabilité de transition. Cependant, on peut voir sur la Fig. 4.4, où l'on a tracé cette probabilité de transition en fonction de l'altitude pour une température constante de 1000 K et une température de 10 000 K, que la température n'a pas une très grande influence sur sa valeur (les courbes ont été tracé pour une valeur moyenne de la section efficace de quenching de 75 Å²).

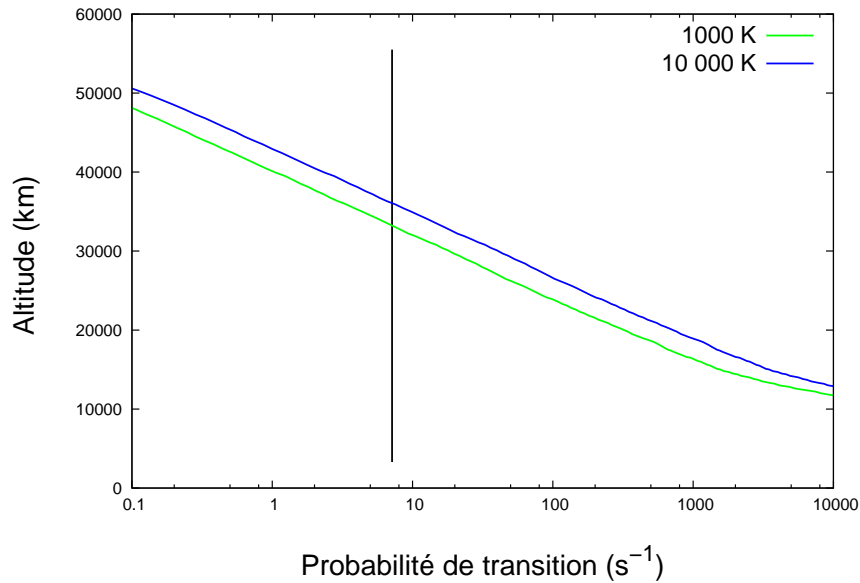


Figure 4.4 – Comparaison des probabilités de transition des atomes $H(2s)$ par désexcitation spontanée (noir) et par quenching (vert : $T = 1000$ K ; bleu : $T = 10000$ K). On peut voir que la température n'a pas une influence majeure sur la probabilité de quenching, et que dans les deux cas, ce processus devient majoritaire en dessous de 35 000 km.

On a par ailleurs représenté Fig. 4.4 la probabilité de désexcitation spontanée ($A_{spont} = 1/\tau_{2s}$) de l'état $2s$ vers l'état fondamental (via un processus radiatif à deux photons). On peut voir que, quelque soit la température, le quenching de l'état $2s$ vers l'état $2p$ devient le processus majoritaire en dessous de 35 000 km.

Les courbes Fig. 4.5 représentent les taux de production des états excités de H dans l'atmosphère de la Terre primitive, pour un angle solaire zénithal nul. On peut voir que le

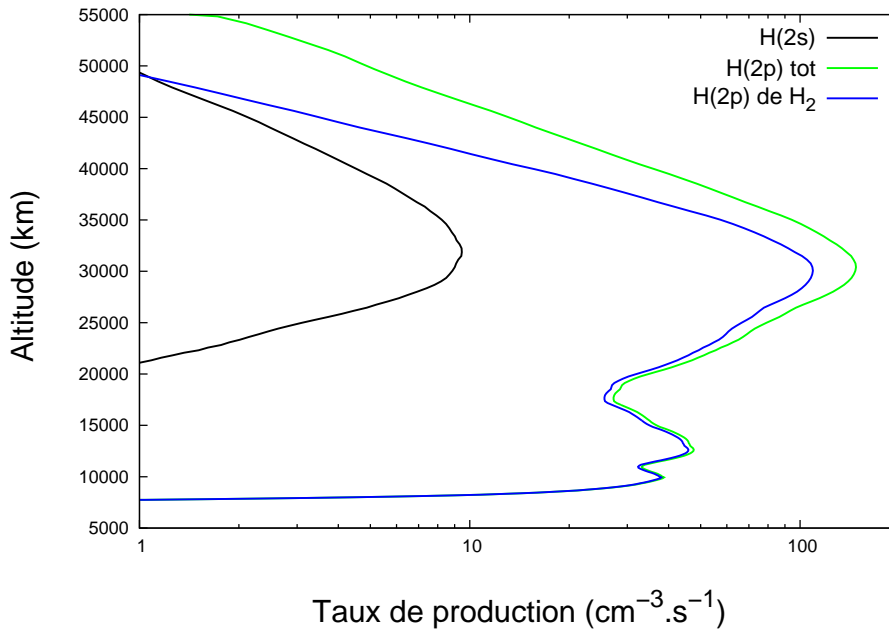


Figure 4.5 – Taux de production des états excités de l'hydrogène dans l'atmosphère primordiale de la Terre, pour un angle solaire zénithal nul. La courbe noire représente le taux de production de H(2s), la courbe verte le taux de production de H(2p) « total » (c'est-à-dire la somme des productions issues de la dissociation de H₂ et de l'impact électronique sur H(1s), mais sans prendre en compte le *quenching*), et la courbe bleue le taux de production de H(2p) issus de la dissociation de H₂.

taux de production de H(2s) est un ordre de grandeur plus faible que celui de H(2p), et majoritairement situé sous les 35 000 km. Autrement dit, on peut légitimement considérer que tout l'hydrogène produit dans l'état 2s est *quenché* dans l'état 2p. Enfin, il peut être intéressant de remarquer que la majorité des atomes H(2p) est produite par dissociation du dihydrogène.

Le taux d'émission volumique de photons Ly α est donc simplement obtenu en sommant la courbe noire et la courbe verte. On a représenté sur la figure 4.6 ce taux pour les angles solaires zénithaux $\chi = 0, 45, 70$ et 90° . La valeur du pic d'émission varie de 40 à 150 photons.cm⁻³.s⁻¹ entre les angles extrêmes. L'émission de colonne (*i.e.* l'émission intégrée le long d'une colonne d'atmosphère) varie quant à elle de 70 kR² pour $\chi = 90^\circ$ à 250 kR pour $\chi = 0^\circ$.

Cette émission correspond aux photons produits *in situ* dans l'atmosphère primordiale de la Terre primitive, par suite de collisions entre les constituants neutres de l'atmosphère, et les électrons primaires créés par la photoionisation. Ces profils d'émission, correspondant à la « source interne », nous serviront par la suite pour calculer l'émission totale de la planète en Lyman Alpha.

2. Le Rayleigh est une unité fréquemment utilisée pour les émissions lumineuses atmosphériques. Elle correspond à une émission isotrope (dans 4π stéradians) de 10^6 photons par une surface de 1 cm². On a donc : 1 R = 10^6 ph.cm⁻². Pour plus d'informations sur la définition et l'introduction du Rayleigh, voir par exemple [6].

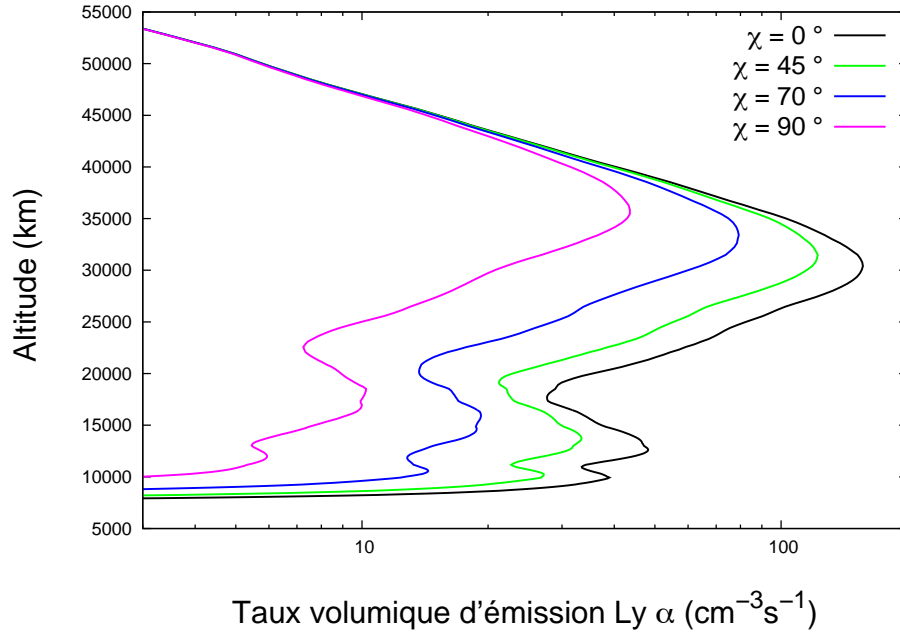


Figure 4.6 – Taux volumiques d'émission de photons Ly α pour les angles solaires zénithaux $\chi = 0, 45, 70$ et 90° .

4.3 Transfert radiatif

Comme il a été dit précédemment, il est nécessaire de réaliser un calcul de transfert radiatif pour pouvoir déterminer l'intensité émergente de la raie planétaire en Lyman Alpha. Dans cette partie, je présenterai succinctement le problème du transfert radiatif, après quoi j'expliquerai un peu le code de transfert utilisé, ses méthodes de calcul et ses limites.

4.3.1 L'équation de transfert radiatif

Équation de transfert

Comme la majorité des équations de la physique complexes à résoudre, la formulation de l'équation de transfert radiatif est très simple. Cette dernière ayant été traitée de manière extensive de nombreux ouvrages, je me contenterai ici d'en rappeler les grandes lignes³.

L'équation de transfert radiatif cherche à répondre à la question suivante : *étant donné un faisceau lumineux d'intensité I_0 traversant un certain milieu, quelle est l'intensité qui en émerge ?* En se limitant au cas stationnaire et plan-parallèle, ceci se traduit mathématiquement par :

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial z}(z, \mu) = -\alpha_\nu(z) I_\nu(z, \mu) + \epsilon_\nu(z, \mu) \quad (4.1)$$

avec :

- z la direction de stratification de l'atmosphère plan-parallèle.
- $\mu \equiv \cos \theta$, le cosinus directeur de la propagation du rayon lumineux.
- $I_\nu(z, \mu)$ l'intensité spécifique du rayonnement, en $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$. Cette grandeur photométrique fondamentale caractérise complètement le faisceau lumineux, dans la mesure où elle précise quelle est la quantité d'énergie transportée par une radiation

3. Pour de plus amples informations, on pourra se référer par exemple à [17, 91]

dans un intervalle de fréquence $[\nu, \nu + d\nu]$, à travers une surface élémentaire dS , dans un angle solide $d\Omega$ et un intervalle de temps dt

- $\alpha_\nu(z)$ l'extinction, en cm^{-1} . Il convient généralement de séparer les processus relevant de l'*absorption* de ceux relevant de la *diffusion* : $\alpha_\nu = \alpha^{abs} + \alpha^{diff}$. On notera que l'extinction s'écrit généralement comme le produit d'une section efficace d'interaction par une concentration particulière. Enfin, $1/\alpha_\nu$ représente un *libre parcours moyen* des photons de fréquence ν dans le milieu traversé.
- $\epsilon_\nu(z, \mu)$ l'*émissivité* en $\text{erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$. Elle correspond à la densité volumique d'émission de photons de longueur d'onde ν , émis par le milieu à l'altitude z selon un angle θ .

Si l'on introduit la **fonction source**

$$S_\nu(z, \mu) = \frac{\epsilon_\nu(z, \mu)}{\alpha_\nu(z)}, \quad (4.2)$$

l'équation 4.1 devient :

$$\mu \frac{1}{\alpha_\nu(z)} \frac{\partial I_\nu}{\partial z}(z, \mu) = -I_\nu(z, \mu) + S_\nu(z, \mu) \quad (4.3)$$

ou encore :

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu}(z, \mu) = -I_\nu(\tau, \mu) + S_\nu(\tau, \mu) \quad (4.4)$$

si l'on introduit l'*épaisseur optique* élémentaire $d\tau_\nu(z) = \alpha_\nu(z) dz$.

Cette dernière expression est la « forme standard » de l'équation de transfert radiatif. On voit donc qu'en apparence, il s'agit d'une simple équation différentielle ordinaire du premier ordre. Le problème principal vient du fait qu'on ne connait pas toujours l'intensité spécifique I_ν , et encore moins la fonction source S_ν . Notamment, lorsqu'on inclut les termes de diffusion, alors le terme d'émission ϵ_ν se complexifie, et l'équation de transfert devient une équation intégral-différentielle contenant des intégrales en angle et en fréquence de I_ν . Afin de déterminer le terme source, il faut donc coupler le modèle à d'autres équations de la physique, comme par exemple les équations d'état. Une des premières approximations à avoir été faite est celle de l'équilibre thermodynamique local : l'émissivité suit alors une loi de Kirchhoff, et le terme source n'est autre qu'une distribution de Planck d'un corps noir. Enfin, il est nécessaire, comme pour toute équation différentielle, de connaître les conditions aux limites si l'on veut résoudre intégralement le problème (conditions aux limites de Dirichlet).

À propos de diffusion : fonctions de redistribution

Les termes les plus complexes à déterminer dans l'équation de transfert sont probablement ceux liés à la diffusion. En effet, la diffusion a pour conséquence de transformer un photon de fréquence ν' se dirigeant dans la direction \vec{n}' en un photon de fréquence ν se dirigeant dans la direction \vec{n} . Comme on s'intéresse à la variation de l'intensité du faisceau lumineux pour une direction et une fréquence donnée, la diffusion va pouvoir jouer deux rôles : tantôt comme un « absorbant », le diffuseur « prélevant » un photon au faisceau décrit $I_{\nu', \vec{n}'}$; tantôt comme un « émetteur », le diffuseur « fournissant » un photon au faisceau caractérisé par $I_{\nu, \vec{n}}$. Pour prendre en compte ce phénomène, on introduit [51, 91] une **fonction de redistribution**

$$R(\nu', \vec{n}'; \nu, \vec{n}) d\nu' d\nu \frac{d\Omega'}{4\pi} \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (4.5)$$

qui donne la probabilité conjointe qu'un photon issu de la direction \vec{n}' dans l'angle solide $d\Omega'$ et l'intervalle de fréquence $[\nu', \nu' + d\nu']$ soit diffusé dans la direction \vec{n} , dans un angle

solide $d\Omega$ avec une fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$. C'est une fonction normalisée, ce qui assure qu'on ne « perde » pas de photons *via* les processus de diffusion.

Plusieurs fonctions de distribution ont été proposées pour résoudre différents problèmes de transfert [51]. Les trois principales sont implémentées dans le code, à savoir :

- **La fonction de redistribution monochromatique** : elle permet de s'intéresser à la redistribution angulaire dans un problème de diffusion essentiellement cohérente. On a alors $\nu = \nu'$, et la fonction de redistribution peut s'écrire :

$$R^{monochrom}(\nu', \vec{n}'; \nu, \vec{n}) = g(\vec{n}', \vec{n}) \phi(\nu') \delta(\nu - \nu') \quad (4.6)$$

où $\phi(\nu')$ est le profil d'absorption normalisé, $\delta(\nu - \nu')$ est la distribution de Dirac, et $g(\vec{n}', \vec{n})$ une fonction de phase angulaire normalisée.

- **La fonction de redistribution complète (*Complete Redistribution Function : CFR*)** : elle intervient dans les milieux très collisionnels, typiquement les atmosphères stellaires. Dans ce cas, les électrons des états excités sont redistribués aléatoirement sur des sous-niveaux d'excitation de l'atome, si bien qu'il n'y a aucune relation de fréquence entre le photon incident et le photon diffusé : on parle alors d'absence totale de cohérence. Dans ce cas, l'absorption et l'émission sont indépendamment proportionnelles au nombre de sous-niveaux disponible pour chaque fréquence, et la fonction de redistribution est alors le produit de ces deux distributions, soit :

$$R^{CFR}(\nu', \nu) = \phi(\nu') \phi(\nu) \quad (4.7)$$

On peut remarquer qu'il s'agit d'une fonction moyennée en angle, donc uniquement dépendante des fréquences de départ et d'arrivée. Cependant, ce genre de fonction est un cas trop extrême pour notre étude, où les collisions ne sont pas assez nombreuses pour assurer une redistribution complète.

- **La fonction de redistribution partielle (*Angle-Averaged Partial Redistribution : APR*)**. Il s'agit là encore d'une fonction moyennée sur les angles. Son expression, assez complexe, est donnée dans [51] et [91]. Une approximation proposée par Ayres (1985) [5] est implémentée dans le code. C'est précisément cette fonction que nous allons utiliser pour notre problème de transfert radiatif dans la raie Ly α .

La fonction source

Avant de passer à une description succincte du code et de la méthode de résolution employée, nous allons préciser clairement les différents termes présents dans la fonction source, faisant référence aux différentes origines des photons émis. Nous cherchons à calculer l'intensité de la raie Lyman Alpha émergeant de la planète et pour ce faire, nous avons besoin de déterminer le profil de la raie, c'est-à-dire la façon dont les photons se répartissent en fonction de la fréquence. Or, dans une atmosphère planétaire, la diffusion joue un rôle important dans cette répartition : l'effet Doppler a notamment un rôle prépondérant dans la redistribution en fréquence d'un photon incident. Cependant, le milieu considéré n'est pas assez dense et collisionnel pour opérer une redistribution complète : on va donc faire appel à la fonction de redistribution partielle (*APR*) pour pouvoir déterminer le profil de raie.

Dans le cas qui nous concerne, on peut distinguer trois termes dans la fonction source, *i.e.* trois origines pour les photons possédant la bonne direction μ et la bonne fréquence ν . Un terme lié aux « sources internes » : c'est celui qui a été étudié dans la section 4.2.2 ; un terme lié aux « sources externes » : il s'agit des photons issus de l'étoile, qui pénètrent dans l'atmosphère jusqu'à une altitude z à laquelle ils vont être diffusés avec la fréquence ν selon la direction μ ; enfin, un dernier terme lié à tous les autres photons diffusés avec les bonnes caractéristiques. La fonction source s'écrit alors [36] (les termes du membre de droite de l'équation étant écrits dans l'ordre où ils ont été cités ci-avant) :

$$\begin{aligned}
S_\nu(z, \mu) = & \frac{1}{\alpha_\nu(z)} \frac{V_\nu(z)}{4\pi} \\
& + \frac{n^{diff}(z)}{4\alpha_\nu(z)} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma^{diff}(z, \nu') r(z, \nu', \nu) F(\nu') e^{-\tau(z, \nu')} d\nu' \\
& + \frac{n^{diff}(z)}{2\alpha_\nu(z)} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma^{diff}(z, \nu') r(z, \nu', \nu) \int_{-1}^1 I(z, \mu', \nu') d\mu' d\nu'
\end{aligned} \tag{4.8}$$

où

- $V_\nu(z)$ représente le taux volumique d'émission de photons de fréquence ν à l'altitude z : il s'agit de la sortie d'*Aeroplanets* représentée Fig. 4.6. La division par 4π assure l'isotropie de la source.
- $n^{diff}(z)$ est la concentration de diffuseurs à l'altitude z .
- $\sigma^{diff}(z, \nu')$ est la section efficace de diffusion à la fréquence ν' , telle que le coefficient d'extinction lié à la diffusion est : $\alpha_{\nu'}^{diff}(z) = \sigma^{diff}(z, \nu') n^{diff}(z)$.
- $\alpha_\nu(z)$ est le coefficient d'extinction total, *i.e.*

$$\alpha_\nu(z) = \sigma^{abs}(z, \nu') n^{abs}(z) + \sigma^{diff}(z, \nu') n^{diff}(z)$$

- $r(z, \nu', \nu)$, en \AA^{-1} est la fonction de redistribution partielle en fréquence $R(z, \nu', \nu)$ normalisée par le profil d'absorption donné par la fonction de Voigt.
- $F(\nu')$ est le flux de photons dans la raie Ly α en provenance de l'étoile arrivant au sommet de l'atmosphère.
- $\tau(z, \nu')$ est l'épaisseur optique de l'atmosphère traversée par les photons issus de l'étoile à l'altitude z et à la fréquence ν' .

4.3.2 Code de transfert radiatif

Historique

Le code de transfert radiatif que j'ai utilisé pour déterminer l'émission Lyman Alpha de l'atmosphère primordiale de la Terre primitive a été introduit par Gladstone (1988) [37] pour étudier les émissions UV côté jour de la Terre et de Jupiter. Griffioen (2000) [39] a repris le code pour étudier le couplage entre les photons Ly α de l'hydrogène et du deutérium.

Parkinson et al. (1999; 2006) [95, 96] ont utilisé ce code pour estimer l'abondance du deutérium dans la thermosphère de Jupiter, modéliser sa chimie et calculer l'intensité de sa raie Ly α .

Barthélemy et al. (2007) [9] s'en sont servi pour étudier comment les raies H-Ly α et H-Ly β du Jupiter chaud HD 209458 b sont modifiées sous l'effet de leur couplage avec des raies de H_2 , et comment elles influent sur l'intensité mesurée pendant le transit.

Enfin, Ménager et al. (2010) [89] ont repris le code pour déterminer l'intensité de la raie Lyman Alpha dans les régions aurorales de Jupiter, sous l'effet de précipitations électroniques énergétiques.

Résolution de l'équation de transfert

Le code de transfert radiatif est un code 1D supposant une atmosphère plan-parallèle. Cependant, l'atténuation du faisceau lumineux issu de l'étoile (*via* le calcul de $\tau(z, \nu')$ dans l'équation 4.8) est réalisé en prenant en compte la rotondité de l'atmosphère, selon une méthode de correction sphérique équivalente à celle décrite au chapitre 3. Bien que l'atmosphère soit supposée stratifiée verticalement, le code autorise toutes les lignes de visée imaginables : une discrétisation en angle solaire zénithal est réalisée, et la fonction source et calculée pour chacun de ces angles. L'atmosphère étant supposée isotrope, le code détermine, pour un point

donné de la ligne de visée, les caractéristiques de l'atmosphère à ce point particulier, et la fonction source correspondant à l'angle solaire zénithal le plus proche.

Pour ce qui est de l'équation de transfert en elle-même, la méthode de résolution employée est celle de Feautrier. Introduite par P. Feautrier en 1964 [27], cette méthode consiste en un calcul aux différences finies basé sur une formulation différentielle de l'équation de transfert. Je vais ici en présenter les grandes lignes (pour plus de détail, voir [27, 91]).

On commence par définir les intensités spécifiques montante et descendante $I_\nu^+(z, \mu)$ et $I_\nu^-(z, \mu)$ (on se restreint alors au demi-intervalle $0 \leq \mu \leq 1$). L'équation 4.4 du transfert radiatif devient donc un système de deux équations portant sur I_ν^+ et I_ν^- .

On introduit ensuite les deux fonctions

$$u_\nu(z, \mu) = \frac{1}{2} [I_\nu^+(z, \mu) + I_\nu^-(z, \mu)] \quad (4.9)$$

$$v_\nu(z, \mu) = \frac{1}{2} [I_\nu^+(z, \mu) - I_\nu^-(z, \mu)] \quad (4.10)$$

semblables à l'intensité moyenne et à la moitié de l'intensité nette dans une direction donnée.

En faisant la somme et la différence des deux équations de transfert portant sur les intensités montante et descendante et en introduisant les deux nouvelles variables, on obtient le système d'équation :

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial v_\nu}{\partial \tau_\nu}(z, \mu) = S_\nu(z) - u_\nu(z, \mu) \\ \mu \frac{\partial u_\nu}{\partial \tau_\nu} = -v_\nu(z, \mu) \end{cases} \quad (4.11)$$

En substituant la deuxième équation dans la première, on arrive finalement à réécrire l'équation de transfert radiatif comme une seule équation du deuxième ordre en u_ν :

$$\mu^2 \frac{\partial^2 u_{\mu\nu}}{\partial \tau_\nu^2} = u_{\mu\nu} - S_\nu \quad (4.12)$$

La technique proposée par Feautrier consiste alors à discrétiser les variables d'espace, de fréquence et d'angle en l , m et n points respectivement, et à remplacer dans la fonction source (eq. 4.8) les intégrales sur les fréquences et sur les angles par des formules de quadrature. Enfin, en remplaçant les dérivées de la formule 4.12 par des formules de différences finies [27], la résolution de l'équation de transfert est alors ramenée à celle d'un système linéaire à $l \times m \times n$ inconnues et $l \times m \times n$ équations.

En regroupant les termes correspondant à chaque profondeur z_i ($1 \leq i \leq l$), on peut mettre le système sous la forme :

$$-A_i U_{i-1} + B_i U_i - C_i U_{i+1} = S_i \quad (4.13)$$

U_i est la matrice $n \times m$ comprenant les termes du développement de u sur les quadratures en angle et en fréquence à l'altitude z_i considérée, *i.e.* $(U_i)_{jk} = u(z_i, \mu_j, \nu_k)$. Profitant de sa structure tridiagonale par bloc, Feautrier a proposé alors une méthode de résolution du système linéaire [27], méthode implémentée dans le code.

Pour résoudre complètement le problème et obtenir une solution unique, il faut enfin préciser les conditions aux limites. Le problème du transfert radiatif dans un atmosphère planétaire rentre dans la catégorie des problèmes en atmosphère « semi-infinie », *i.e.* un milieu ouvert d'un côté, pour lequel $\tau = 0$, et qui se prolonge jusqu'à une profondeur optique maximale. Dans ce type de problème, la condition pour la limite supérieur est classiquement $I_\nu^-(\tau = 0, \mu) = 0$,

ce qui signifie que le flux diffusé vers le bas en haut de l'atmosphère est nul. Ceci se comprend aisément, l'atmosphère étant supposée suffisamment ténue à sa limite supérieure pour faire l'hypothèse que tout photon se dirigeant vers le haut pourra s'échapper librement. Pour la limite inférieure, il faut définir une valeur pour l'intensité montante $I_{\nu}^{+}(\tau_{max}, \mu)$. Plusieurs choix sont possibles : dans le code, la méthode proposée par Gladstone (1982) [36] a été retenue. Elle consiste à définir I^{+} à l'altitude minimale (et donc la profondeur optique maximale) en considérant une surface réfléchissante lambertienne et monochromatique d'albédo a donné, telle que : $I_{\nu}^{+}(z_{min}, \mu) = aF_{inc}$, où F_{inc} est défini comme la somme du flux solaire incident atténué et de l'intégrale sur tous les angles de l'intensité descendante I^{-} à cette altitude. Pratiquement, pour les grandes profondeurs optiques (ce qui sera notre cas), cette condition revient à avoir un flux montant nul dans la couche la plus profonde.

4.4 Résultats

Connaissant le taux de production des photons Lyman Alpha et disposant d'un code de transfert radiatif, nous pouvons désormais calculer le flux émergeant de la planète, et en déduire le contraste entre cette dernière et l'étoile. Dans cette dernière partie, je présenterai dans un premier temps la méthode utilisée pour déterminer le profil et l'intensité totale de la raie émise par la planète. Puis je rappellerai les différentes sources, en précisant notamment les caractéristiques de la raie solaire. Enfin, nous déterminerons le contraste obtenu, et les chances de détection associées.

4.4.1 Méthode de reconstruction de la raie planétaire

Comme dit en introduction de ce chapitre, nous cherchons à calculer l'émission Ly α de la planète à la quadrature, en faisant l'hypothèse que seule la moitié illuminée du disque émet (Fig. 4.1b). Le problème est que nous utilisons des codes 1D en géométrie plan-parallèle. Pour pouvoir déterminer l'émission totale du demi-disque, il faut donc faire tourner plusieurs fois le code, pour couvrir toute la surface apparente du disque (le code de transfert radiatif autorisant toutes les lignes de visée possibles). Les deux hémisphères étant symétriques, il suffit de calculer l'émission d'un quart du disque pour retrouver l'intensité totale.

La grille de discrétisation spatiale utilisée est représentée Fig. 4.7. On a neuf lignes de visée pointant sur le disque de la planète et 60 pointant au limbe, réparties en douze lignes de visées sur 5 latitudes différentes. Chaque ligne de visée est au centre d'un élément de surface apparente du quart de disque. Le calcul de l'émission totale se fait alors simplement en multipliant l'intensité de colonne le long d'une ligne de visée par la surface de l'élément correspondant. Pour les lignes de visée correspondant à une latitude nulle, on se place sur un côté de l'élément de surface : en se limitant à une ouverture de 10° , contre 20° pour les autres latitudes, et en se rappelant que le problème est symétrique, le calcul pour cette latitude est rendu identique à celui réalisé pour les autres latitudes. On prendra évidemment soin de vérifier que l'intensité de l'émission ne varie pas trop d'une ligne de visée à la suivante, auquel cas il faudrait affiner la grille de discrétisation spatiale.

Avant de voir les résultats de ce calcul, précisons les caractéristiques des sources utilisées.

4.4.2 Les sources

La source interne

Rappelons que la source interne correspond à la production *in-situ* de photons Ly α , du fait de l'excitation des atomes d'hydrogène dans l'état $2p$ par les photoélectrons primaires. Les courbes correspondant à ces taux d'émission volumiques pour différents angles solaires zénithaux sont données Fig. 4.6. Lorsque l'on se déplace le long d'une ligne de visée, on

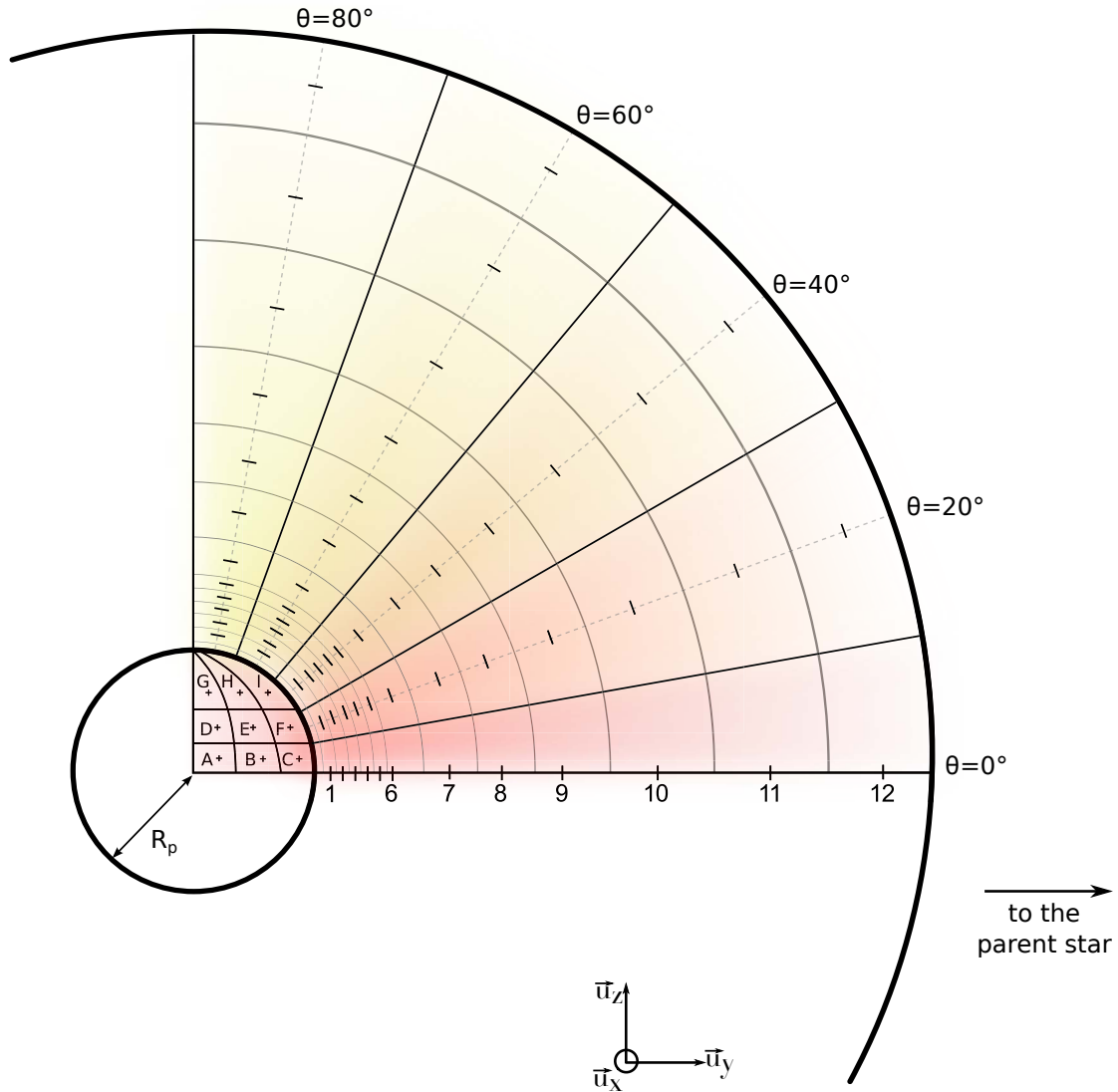


Figure 4.7 – Grille de discrétisation spatiale utilisée dans le calcul de l'émission totale de la planète. L'observateur est dans la direction \vec{u}_x , l'étoile dans la direction \vec{u}_y . Le profil de raie est reconstruit en multipliant l'intensité obtenue pour chaque ligne de visée par l'élément de surface associé. Chaque tiret correspond à une des 60 lignes de visée au limbe, réparties en douze lignes (numérotées de 1 à 12) sur 5 latitudes (lignes tiretées) repérées par les angles polaires $\theta = 0, 20, 40, 60$ et 80° . Les points 1 à 6 sont répartis tous les 1 000 km, de 4 000 km pour le point 1 à 9 000 pour le point 6 (l'altitude considérée est ici la distance minimale entre la ligne de visée et la planète). Les points sont ensuite répartis tous les 5 000, puis tous les 10 000 km, pour atteindre l'altitude maximale de 55 500 km (cercle externe marquant l'étendue maximale de l'atmosphère). Chacune des 9 croix correspond à une ligne de visée sur le disque de la planète (indexées de A à I).

parcours de nombreux angles solaires zénithaux. En effet, l'atmosphère étant très étendue, lorsqu'une ligne de visée au limbe correspondant à des latitudes basses pénètre dans l'atmosphère, l'angle solaire zénithal est supérieur à 80° : puis, au fur et à mesure qu'elle s'enfonce dans l'atmosphère, l'angle solaire zénithal local diminue, jusqu'à atteindre 0° à la verticale du point subsolaire, avant d'augmenter de nouveau (le problème étant symétrique par rapport au méridien passant par le point subsolaire). Dans ce cas, quelle émission volumique (*i.e* correspondant à quel angle solaire) faut-il choisir comme source interne? Le code de transfert radiatif remédie à ce problème en calculant la fonction source pour toutes les altitudes et pour plusieurs angles solaires zénithaux : lors du calcul de l'émission en un point donné, correspondant à un angle solaire zénithal donné, la fonction source est calculée par interpolation linéaire entre les deux fonctions sources correspondant aux angles solaires zénithaux encadrant celui du point considéré.

Il aurait été possible de réaliser la même chose concernant la source interne. Cependant, vue la faible amplitude des variations dans l'émission volumique de photons Ly α avec l'angle solaire zénithal, et compte tenu du fait que la source interne est, nous allons le voir dans la dernière partie, négligeable devant la diffusion de photons solaires, nous avons décidé de prendre une seule fonction source correspondant à un angle solaire zénithal de 45° .

La source externe

Intéressons nous de plus près à la raie Lyman Alpha émise par le Soleil jeune, en particulier son profil et son intensité totale. Comme je l'ai précisé en introduction de ce chapitre, Ribas et al. (2005) [105] fournissent une loi de puissance pour la variation temporelle de la raie Ly α , permettant d'estimer son intensité pour le Soleil jeune à environ 100 fois l'intensité de la raie actuelle : il suffit donc de déterminer cette dernière.

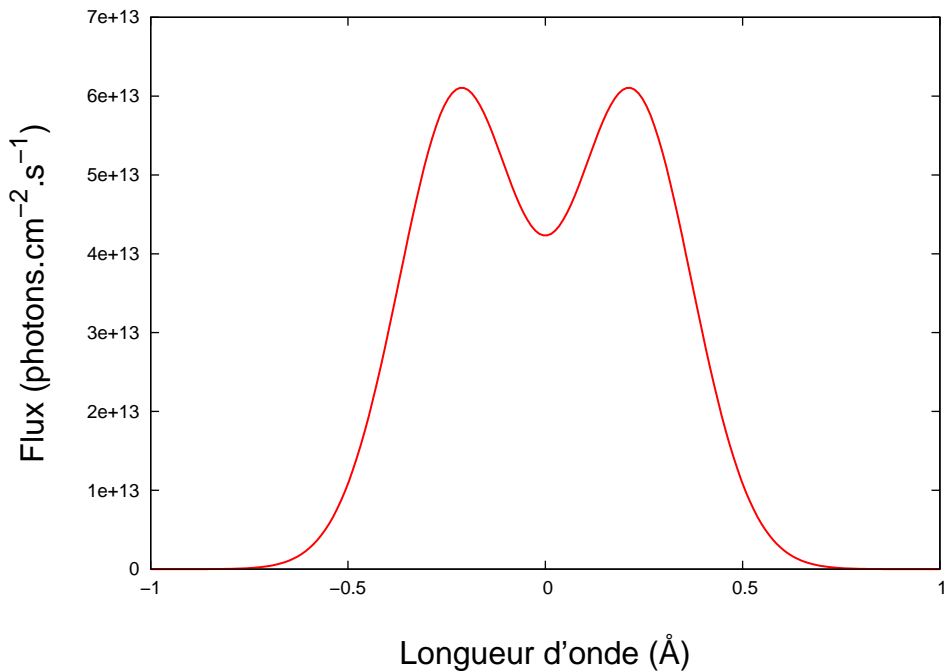


Figure 4.8 – Profil de la raie Lyman Alpha du soleil jeune au niveau de l'atmosphère de la Terre primitive. L'abscisse correspond au décalage en longueur d'onde par rapport au centre de la raie.

Les taux de photoionisation ayant été calculés pour un « Soleil moyen », correspondant à une facteur $f_{10.7}$ de 120, nous avons décidé, dans un esprit de cohérence, d'utiliser l'intensité de la raie Lyman Alpha correspondant à cette même valeur du facteur $f_{10.7}$ (l'intensité de cette raie étant fortement variable avec l'activité solaire). Lemaire et al. (2005) [68] fournissent une paramétrisation permettant de calculer cette intensité pour n'importe quelle valeur de $f_{10.7}$. Pour une valeur de 120, le flux Ly α émit par le soleil est $\pi F = 4,57.10^{11}$ photons.cm².s⁻¹ à une distance de 1 UA. Au final, on a donc pour le Soleil jeune un flux :

$$\pi F_{SJ} = 4,57.10^{13} \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^1 \quad (4.14)$$

Le profil de la raie est lui défini par une double gaussienne, selon la forme proposée par Gladstone (1982) [36] :

$$\pi F_{SJ}(x) = \frac{\pi F_{SJ}}{2\sqrt{\pi}x_0} \left(e^{-\left(\frac{x-x_1}{x_0}\right)^2} + e^{-\left(\frac{x+x_1}{x_0}\right)^2} \right) \quad (4.15)$$

où x est le décalage en longueur d'onde par rapport au centre de la raie, $x_0 = 214.6$ mÅ est la dispersion (écart-type de la gaussienne) et $x_1 = 219.24$ mÅ l'offset caractérisant la raie (écart entre le centre de la raie et le sommet de chaque gaussienne). La raie Lyman Alpha du Soleil jeune au niveau de la Terre (et donc correspondant à notre source externe) est représentée Fig. 4.8. La connaissance des caractéristiques de cette raie va nous permettre de modéliser le transfert radiatif dans l'atmosphère de la Terre primordiale, ainsi que d'évaluer le contraste entre l'étoile et la planète.

4.4.3 The pale UV dot

La figure 4.9 présente le profil des deux raies correspondant aux lignes de visée A et 12 de la figure 4.7, c'est-à-dire une ligne sur le disque planétaire, et une ligne au limbe à haute altitude (50 500 km). La raie de la ligne A est très élargie, et très déplétée en son centre, ce qui est caractéristique d'une grande densité de colonne d'hydrogène. En effet, lorsque la concentration en hydrogène est importante, et la température élevée, l'effet Doppler à un rôle majeur dans la redistribution en fréquence : de nombreux photons sont alors diffusés sur les ailes de la raie ; *a contrario*, le centre de la raie est déplété du fait de l'auto-absorption. Le profil de raie de la ligne de visée 12 est en revanche caractéristique des hautes latitudes, où l'atmosphère traversée est peu dense, et par conséquent optiquement plus fine : la raie est étroite et relativement peu creusée au centre.

La raie globale de la planète, obtenue en sommant toutes les contributions des différentes lignes de visée selon la méthode citée précédemment est présentée Fig. 4.10. On peut voir que la raie est large : ceci est dû au *scaling*, qui fait que l'on a une quantité totale d'hydrogène très importante dans l'atmosphère. Par corollaire, la majorité des raies issues de la discrétisation spatiale présente un profil large similaire à la courbe verte de la figure 4.9.

L'intégrale de cette raie d'émission conduit à une intensité totale pour la raie planétaire $I_p = 5,42.10^{14}$ W/sr. L'intensité de la raie solaire est elle $I_{\odot} = 1,64.10^{22}$ W/sr. Le ratio entre les émissions planétaire et stellaire R qui en est résulte vaut

$$R = \frac{I_p}{I_{\odot}} \approx 3.10^{-8} \quad (4.16)$$

4.5 Étude de sensibilité aux paramètres

Ce dernier chiffre, défavorable pour l'observation, a été obtenu dans un cas particulier, pour un jeu de données précis. Cependant, comme il a été précisé au chapitre précédent, le problème est fortement sous-contraint, et de nombreux paramètres ont été définis de manière

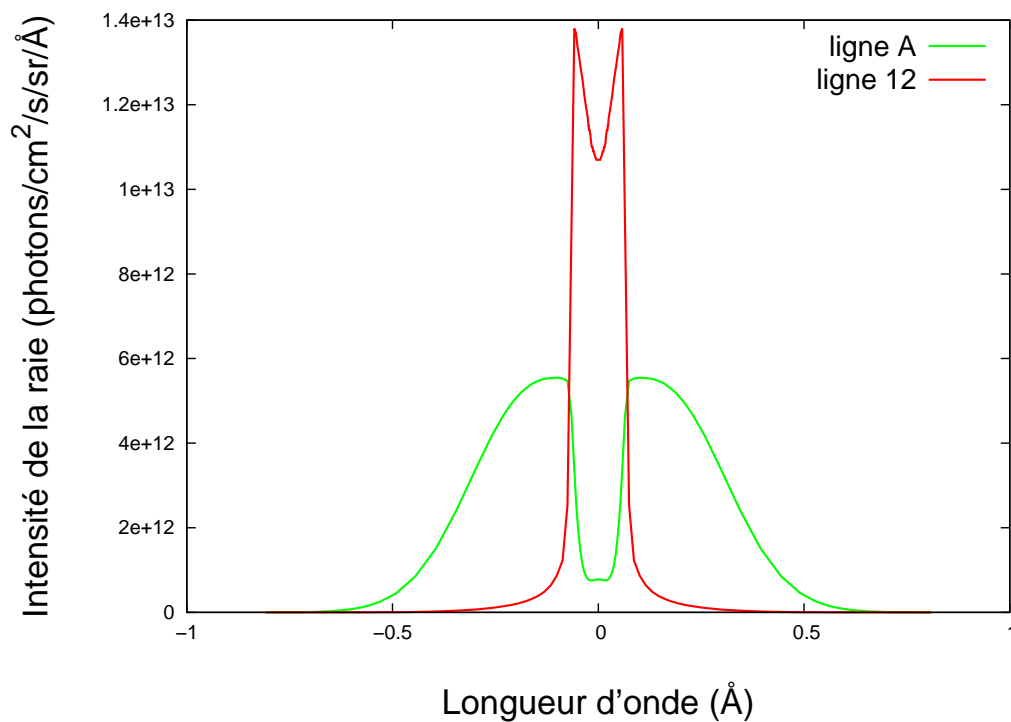


Figure 4.9 – Profils de raie obtenus pour les lignes de visée A (sur le disque de la planète) et 12 (à haute altitude, au limbe, pour une latitude de 0°). La raie A, très large, est caractéristique des zones optiquement épaisses, correspondant à des densités de colonne en hydrogène importantes. La raie 12 a quant à elle les caractéristiques des zones d'émissions optiquement fines : étroite et peu creusée en son centre.

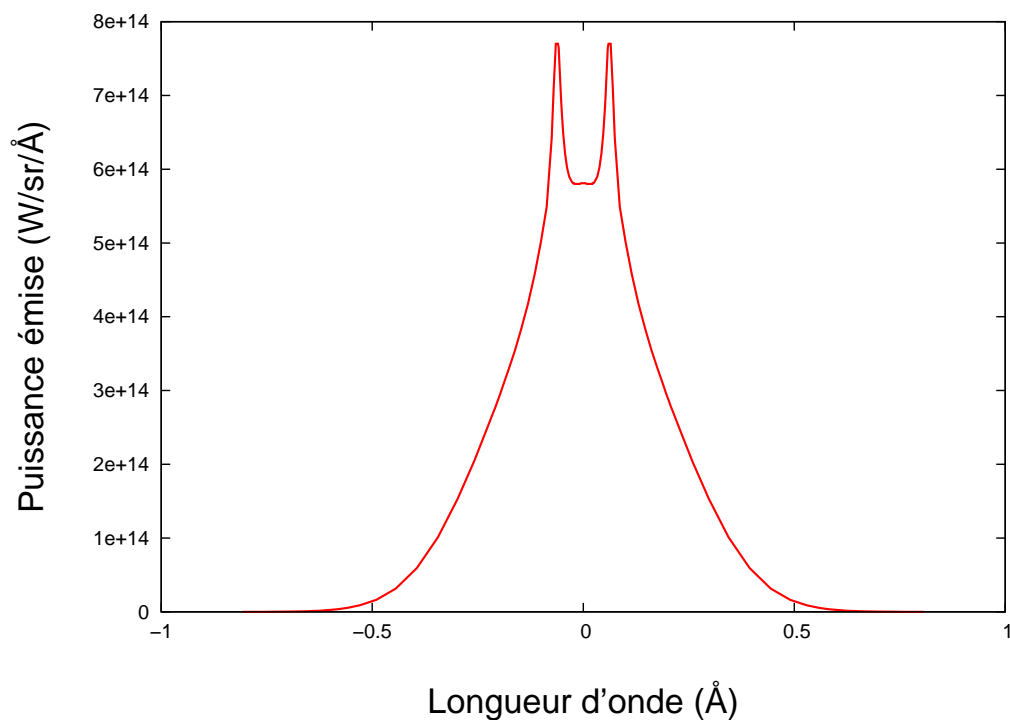


Figure 4.10 – Profil de raie obtenu pour l'émission totale de la planète.

non auto-cohérente. C'est pourquoi nous avons décidé de regarder l'influence de ces différents paramètres sur le résultat final.

Nous allons étudier l'influence des deux paramètres principaux les moins contraints sur l'émission planétaire : le profil de température et la concentration des différentes espèces. On rappelle cependant que, les profils atmosphériques n'étant pas construits de manière auto-cohérente, ces deux paramètres sont ici totalement décorrélés et étudiés séparément. Autrement dit, les différents profils de température utilisés le seront pour un même modèle d'atmosphère, sans corrélation entre les deux.

4.5.1 Influence de la température

Dans le chapitre précédent, j'ai précisé que le choix du profil de température, une isotherme à 2000 K, était de peu d'importance sur le résultat final, les processus photoniques et électroniques étant pas ou peu dépendants de la température aux énergies considérées. En revanche, le transfert radiatif est dépendant de la température, puisque les profils d'absorption dépendent de la largeur naturelle de la raie, mais aussi de l'élargissement Doppler de celle-ci. Il convient donc de vérifier l'influence du profil de température sur le résultat. Comme nous n'avons pas de raison de choisir une structure particulière pour ce dernier, nous avons choisis d'étudier le problème pour quatre isothermes différentes : 500 K, 1000 K, 2000 K (cas précédent) et 4000 K. Cette dernière valeur, bien qu'incompatible avec une atmosphère dominée par H_2 [146], est utilisée pour voir l'influence des hautes températures sur la diffusion résonante. Le modèle d'atmosphère reste quant à lui inchangé.

Les profils des raies émergentes correspondant aux différents isothermes sont représentés Fig. 4.11.

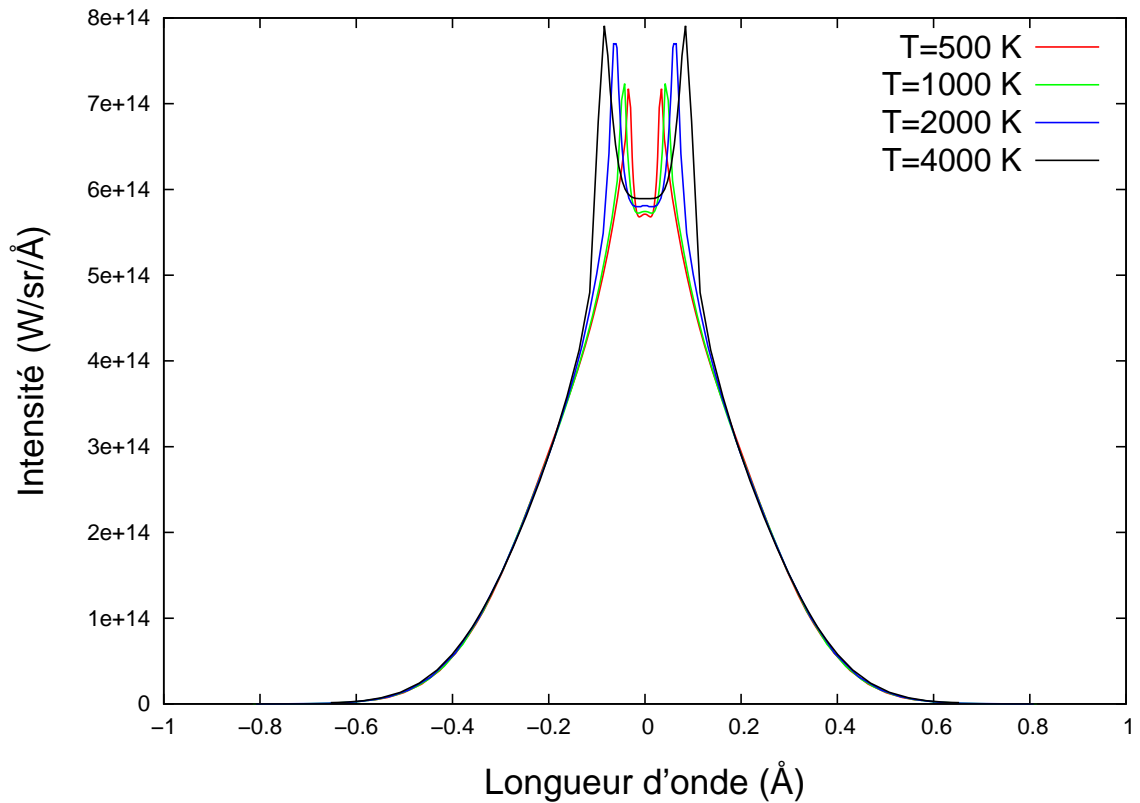


Figure 4.11 – Profils de la raie Lyman Alpha de la planète pour quatre profils de température isothermes.

On peut voir qu'il n'y a presque aucune différence entre ces raies, malgré une gamme de température explorée assez large. Lorsque la température est plus élevée, on constate que les ailes de la raie sont légèrement plus peuplées, avec un décalage en longueur d'onde de la position des pics, ceux-ci étant aussi un peu plus intenses. Ce résultat est cohérent dans la mesure où, lorsque la température augmente, le profil d'absorption s'élargit : les photons au centre de la raie sont davantage diffusés sur les ailes, ces dernières étant elles-mêmes davantage diffusées.

L'émission totale de la planète (intégrale de la raie) est elle aussi très peu modifiée, avec des valeurs d'intensité allant de $5,22 \cdot 10^{14}$ W/sr pour $T = 500$ K à $5,63 \cdot 10^{14}$ W/sr pour $T = 4000$ K. Les contrastes associés sont quant à eux compris entre 3,2 et $3,4 \cdot 10^{-8}$.

4.5.2 Influence des profils de concentration

Le deuxième paramètre que nous avons étudié est le modèle d'atmosphère. Comme les contrastes obtenus sont particulièrement faibles, nous avons choisi d'étudier des atmosphères uniquement composées d'hydrogène, afin de maximiser le signal. Ces atmosphères sont dérivées de la précédente : en supprimant l'hélium et le méthane (ce qui n'a au passage quasiment aucune influence sur le résultat final), puis en transformant tout le dihydrogène en hydrogène atomique, nous obtenons un premier modèle d'atmosphère « pur hydrogène », avec une densité de colonne (pour la haute atmosphère) $\omega_0 = 5,5 \cdot 10^{24}$ cm⁻². Cette atmosphère sera qualifiée de « nominale ». À partir de là, les autres modèles sont obtenus en modifiant la concentration et l'altitude du modèle nominal.

Nous présentons ici les résultats pour trois modèles particuliers : le modèle « nominal », avec une densité de colonne ω_0 ; un modèle « dilué », avec le même profil, mais des concentrations divisées par un facteur 1000 (et donc une densité de colonne $\omega = \omega_0/1000$) ; et enfin, un modèle « étendu », avec une étendue spatiale deux fois plus importante (soit jusqu'à 110 000 km d'altitude) mais la même densité de colonne que le modèle nominal. Tous les modèles sont tournés avec le même profil de température, à savoir une isotherme à 2000 K.

Le premier point à remarquer concerne l'émission interne. On a tracé sur la figure 4.12 les émissions volumiques correspondant aux trois atmosphères, pour un angle solaire zénithal de 45°. Les courbes correspondant aux atmosphères nominale et étendue sont autosimilaires, tandis que celle correspondant au modèle dilué est plus « écrasée ». Cependant, l'intégrale de ces courbes est identique, correspondant à environ 2,7 MR. Ceci s'explique simplement par le fait que, l'état excité H(2p) n'étant produit que par impact électronique sur l'hydrogène, tant que tout le flux UV ionisant entrant est absorbé, la même quantité de photoélectrons est produite, et ce indépendamment de la structure réelle de l'atmosphère. Ainsi, lorsque l'atmosphère est plus diluée, le flux UV pénètre plus profondément, conduisant à un pic de production plus bas en altitude ; la production totale reste cependant inchangée.

J'ai ensuite calculé l'émission totale de la planète pour les trois types d'atmosphère. Les intensités totales sont respectivement de l'ordre de $1 \cdot 10^{15}$ W/sr pour l'atmosphère nominale, $4 \cdot 10^{14}$ W/sr pour l'atmosphère diluée et $4 \cdot 10^{15}$ W/sr pour l'atmosphère étendue. On pourra remarquer que pour les atmosphères nominale et étendue, pour lesquelles les concentrations ne sont pas très différentes, le rapport des émissions est égale au rapport des surfaces éclairées (facteur 2 sur la taille de l'atmosphère, soit un facteur 4 sur la surface apparente de la planète). Ensuite, pour ce qui est du contraste, on peut voir que celui-ci n'est que légèrement augmenté : il atteint environ $2 \cdot 10^{-7}$ pour le cas le plus favorable, celui de l'atmosphère étendue (qui, avec une altitude maximale de 110 000 km, soit environ 15 rayons planétaires, ne correspond plus réellement à la définition d'atmosphère, en tous cas pas d'une atmosphère liée).

On peut donc voir que dans tous les cas, le contraste reste très faible, et très peu propice à une observation, et ce indépendamment du modèle d'atmosphère ou du profil de température choisi.

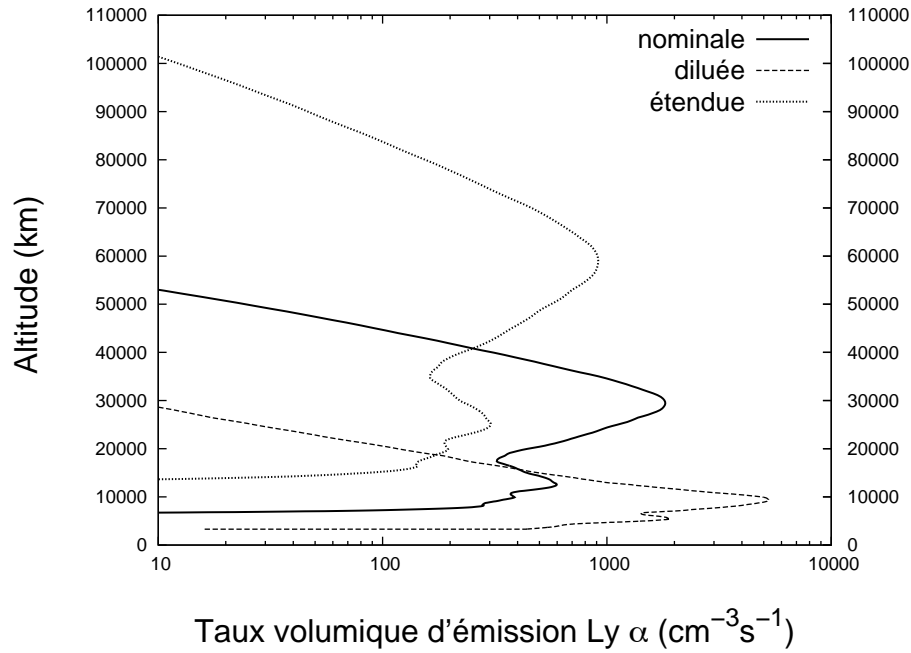


Figure 4.12 – Emissions volumiques de photons Lyman Alpha dans le cas des trois modèles d’atmosphères.

4.6 Conclusion

Le rapport des intensités de la raie d’émission Lyman Alpha entre la Terre primitive et le Soleil jeune est hautement défavorable pour une détection. Ce résultat n’est cependant pas très surprenant : au cours de sa thèse [88], Hélène Ménager a obtenu pour les Jupiters chauds HD 209458 b et HD 209733 b des contrastes déjà défavorables (de l’ordre de 10^{-3}), pour des conditions de température et d’entrées énergétiques beaucoup plus importantes. Qui plus est, un des avantages dans le cas des Jupiters chauds vient du décalage Doppler : en effet, avec les paramètres orbitaux de ces planètes, le décalage de la raie planétaire est de l’ordre de 0,6 Å. Par conséquent, la raie planétaire est située dans l’aile de la raie stellaire, ce qui présente le double avantage d’améliorer le contraste et d’éviter une absorption de la raie planétaire par le milieu interstellaire.

En effet, les courbes de la figure 4.13 tirées de Wood et al. (2005) [144] présentent des profils d’absorption typiques par le milieu interstellaire pour différentes densités de colonne (ce qui correspond pratiquement à considérer différentes distances entre la source et l’observateur). On peut voir que sur une plage de 0,3 Å autour de la longueur d’onde centrale, tout le flux est absorbé par le milieu interstellaire. Les 0,6 Å de décalage Doppler pour HD 209458 b permettent de sortir de cette zone d’absorption totale.

Malheureusement, les paramètres orbitaux de la Terre font que ce décalage est beaucoup plus faible, de l’ordre de 0,1 Å. La raie de la planète se situe alors près du centre de la raie, position défavorable à la fois pour le contraste et pour l’absorption par le milieu interstellaire. Comme par ailleurs, la raie planétaire n’est pas très large (pics à environ 0,2 Å du centre de la raie, cf. Fig. 4.10), on peut s’attendre à ce qu’elle soit presque entièrement absorbée par le milieu interstellaire.

Il reste cependant un dernier point à souligner : le fait qu’une importante partie du flux EUV est absorbée par l’atmosphère d’hydrogène. Imaginons maintenant que cette atmosphère très étendue existe de manière concomitante avec une atmosphère secondaire plus compacte (car composée d’éléments plus lourds que l’hydrogène) : cet hydrogène fera alors comme une

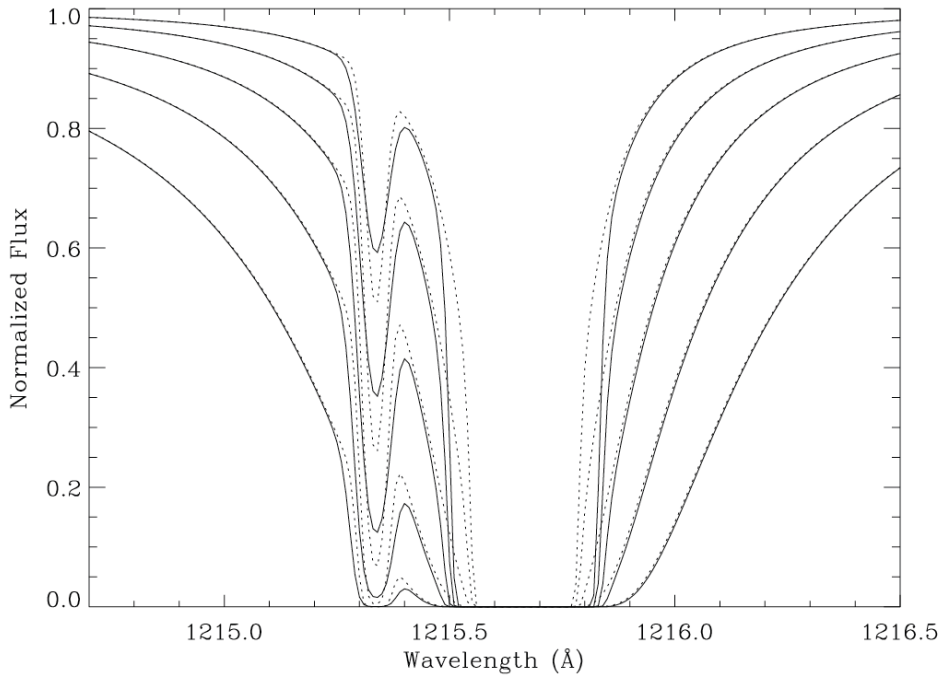


Figure 4.13 – Courbes d’absorption typique par le milieu interstellaire, calculée pour différentes densités de colonne d’hydrogène. L’absorption centrale est due à l’hydrogène, le pic secondaire (à gauche) est lié au deutérium. Tiré de Wood et al. (2005) [144].

« couronne » autour de l’atmosphère secondaire. Or, cette couronne absorbant une grande partie du flux entrant, sa présence aura nécessairement des conséquences sur les émissions non-thermiques des composés présents à plus basse altitude. Partant de ce constat, nous nous sommes demandé s’il n’était pas possible de détecter la présence d’une couronne d’hydrogène dense autour d’une atmosphère secondaire, non pas par son émission directe (à Lyman Alpha), mais par son influence sur les émissions lumineuses des constituants de cette atmosphère secondaire. Cette question fait l’objet du chapitre suivant.

Remarque concernant le champ magnétique

Une dernière remarque concernant la prise en compte du champ magnétique s’impose. En effet, dans toute cette étude, nous avons considéré une Terre primitive sans champ magnétique. Par ailleurs, les seules sources d’énergie extérieures que nous avons prises en compte sont les photons EUV : nous ne nous sommes en effet pas intéressés aux précipitations électroniques. La raison en est double : d’une part, l’existence d’un champ magnétique à cette époque de l’histoire de la Terre est extrêmement putative ; or, en l’absence de champ magnétique, les particules du vent solaire ont une énergie faible (de l’ordre de 0,5 eV pour le vent solaire moyen), et ne peuvent de ce fait pas pénétrer dans l’atmosphère. D’autre part, la prise en compte d’un champ magnétique global dans le cas d’une atmosphère étendue est quelque chose d’extrêmement complexe dans le cas de codes 1D. J’ai rédigé un « mémo » à ce propos pour les utilisateurs de *TRANS/Aeroplanets*, reproduit en annexe A.

Scène 5

Au delà de la Terre primitive : une méthode pour détecter la présence d'une couronne d'hydrogène autour d'une atmosphère secondaire

En effet, une analyse approfondie d'un verre d'eau m'a permis de constater, avec effarement, que ce liquide est exclusivement composé d'oxygène et d'hydrogène, deux produits chimiques extrêmement dangereux, car l'hydrogène brûle, et l'oxygène gêne.

Pierre Desproges.

Le contraste entre la Terre primitive et le Soleil jeune est trop faible pour être détectable par les instruments actuels, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. Cependant, la haute atmosphère, même composée uniquement d'hydrogène, absorbe une grande partie du flux EUV incident. Partant de ce constat, nous nous sommes demandés s'il serait possible de déduire la présence d'une *couronne d'hydrogène* autour d'une atmosphère secondaire, en étudiant son influence sur les émissions des constituants de l'atmosphère secondaire qu'elle entoure.

5.1 Au delà de l'atmosphère primordiale de la Terre

Le travail sur l'atmosphère primordiale de la Terre, héritée de la nébuleuse solaire, nous a conduits à la présente étude. J'ai précisé dans les chapitres précédents que cette atmosphère primordiale avait, pour le cas de la Terre, probablement été perdue dans les 100 premiers millions d'années, en faisant un état transitoire de relativement courte durée [115].

Cependant, de récents travaux de modélisation ainsi que certaines découvertes liées aux exoplanètes corroborent l'idée que de telles atmosphères peuvent exister sur des périodes beaucoup plus longues sous certaines conditions. Tout d'abord, les travaux de Tian et al. (2005) [131] ont montré que les processus d'échappement pour une atmosphère de H_2 ne sont pas aussi efficaces qu'initialement prévu : il en résulte que l'échappement de l'hydrogène primordial a pu être plus long que les 100 millions d'années généralement admis. La Terre aurait ainsi pu avoir jusqu'à l'Archéen une atmosphère riche en hydrogène, alors même que l'atmosphère secondaire de CO_2 et d'eau avait déjà été formée. Comme l'hydrogène, très léger, peuple la haute thermosphère jusqu'à plusieurs rayons terrestres, il en résulte l'image d'une

Terre possédant une atmosphère dense et compacte de $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ entourée d'une véritable couronne d'hydrogène d'une grande étendue spatiale. Genda et Ikoma (2008) [34] remarquent par ailleurs qu'un échappement lent du dihydrogène primordial est cohérent avec une origine primordiale des océans terrestres. En effet, il est généralement admis que l'origine des océans est exogène, due au dégazage des volatiles lors de la chute d'astéroïdes et/ou de comètes sur la Terre primitive (cf. chapitre 1). Cette théorie s'appuie sur le fait que rapport D/H dans les océans terrestres est très enrichi par rapport à celui de la nébuleuse solaire, et proche de celui des chondrites carbonées [87, 100]. Cependant, Genda et Ikoma (2008) font remarquer qu'un échappement lent (supérieur à 1 milliard d'années) de l'hydrogène primordial conduirait à un enrichissement des océans en deutérium par rapport au vent solaire, conduisant au rapport D/H actuel (et induisant par là une simple corrélation, mais sans lien de causalité, entre les rapport D/H dans les océans et dans les astéroïdes).

Par ailleurs, au delà de la modélisation pure, les nouvelles découvertes faites quotidiennement sur les exoplanètes obligent les astrophysiciens à revoir leurs modèles de formation et d'évolution planétaire. Parmi les nouvelles classes de planètes, on trouve la classe des exoplanètes dans le régime Terre/Super-Terre (1-10 masses terrestres) de très faible densité. On prendra par exemple le cas récent du système Kepler-11 [78], dont le graphe de la distribution masse-rayon est reproduite Fig. 5.1. Les planètes du système Kepler-11, en particulier Kepler-

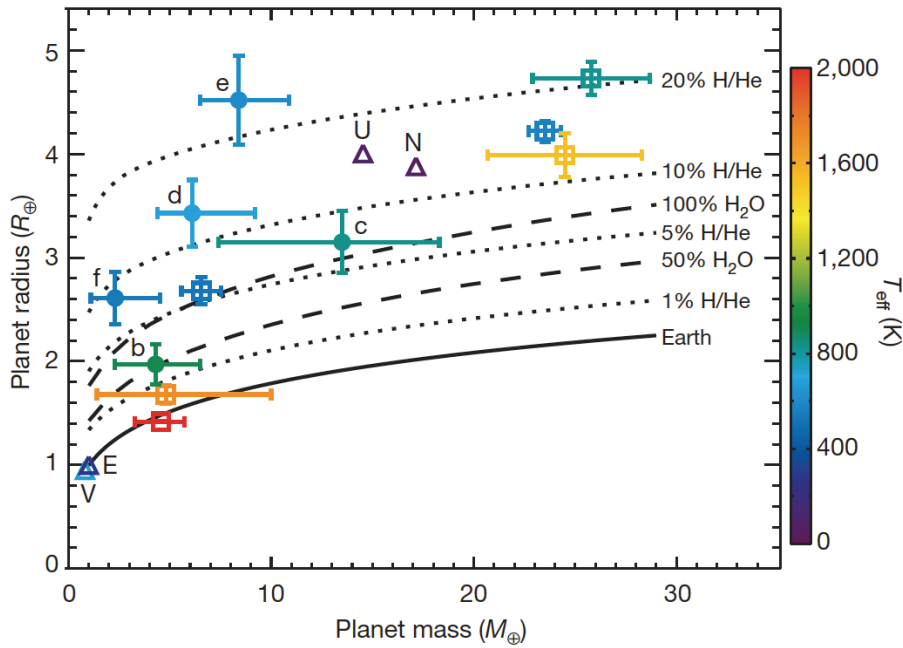


Figure 5.1 – Relation masse-rayon des planètes du système Kepler-11, avec les planètes du système solaire pour comparaison, ainsi que les autres exoplanètes connues dans cette gamme de masse et de rayon en 2011 (représentées par des carrés). Les planètes du systèmes Kepler-11, en particulier Kepler-11 d et e, présentent des caractéristiques absentes dans le Système solaire, avec des masses de seulement quelques masses terrestres, mais des rayons comparables au géantes glacées Uranus et Neptune. D'après Lissauer et al. (2011) [78].

11 d et e, présentent des caractéristiques inconnues dans le système solaire, avec des masses proches de celle de la Terre, mais des rayons comparables à ceux des géantes glacées Uranus et Neptune. De telles distributions de rayon et de masse impliquent des densités moyennes très faibles, bien inférieures à la densité moyenne terrestre (représentée par la courbe en trait plein). Les courbes pointillées et tiretées sont des modèles de structure faisant appel à des pourcentages massiques divers d'eau et d'hydrogène/hélium. Ces deux types de structure (planète océan et planète rocheuse entourée d'une grosse atmosphère d'hydrogène et d'hélium)

sont les deux modèles privilégiés pour expliquer ce type de planète ayant une densité moyenne faible. Ces modèles ont conduit à de nombreuses études théoriques et de modélisation pour expliquer la persistance sur des longues périodes de telles atmosphères [24, 52, 59, 80]. Le problème étant généralement dégénéré, il convient de pouvoir avoir des observables pour pouvoir discerner les différents scénarii. Lammer et al. (2011) [65] proposent par exemple des observations d'absorption à Lyman α de planètes en transit pour pouvoir tester les modèles d'évolution d'atmosphères planétaires.

On voit donc que ce problème d'observation d'atmosphères dominées par l'hydrogène va bien au-delà du simple cas des atmosphères primordiales de planètes telluriques, phase a priori assez courte dans la vie de la planète, mais s'étend à toutes les planètes de type super-Terre dont les densités moyennes impliquent la présence de grandes quantités d'eau et/ou d'hydrogène. Si le processus de formation des atmosphères secondaires, par dégazage interne et impact météoritique, est commun, alors ce type de planètes possède très probablement des atmosphères épaisses et très étendues d'hydrogène, entourant des atmosphères secondaires plus compactes et dominées par des volatiles plus lourds. Cette dernière hypothèse nous a donc amené à nous interroger sur la possibilité d'étudier ces « couronnes d'hydrogène » autour d'exoplanètes telluriques, non pas directement comme pour Lammer et al. (2011) [65], mais *via* leur influence sur les émissions thermosphériques des constituants de l'atmosphère secondaire.

5.2 Méthode

5.2.1 Principe de la méthode

Le principe de la méthode proposée, déjà évoqué, est rappelé brièvement ici, avant de présenter le modèle d'atmosphère choisi ainsi que les raies d'émission sélectionnées pour l'étude.

La méthode que nous proposons consiste à étudier les raies d'émission des espèces de l'atmosphère secondaire ou de leurs produits (ionisation, dissociation) et de déduire, par comparaison entre le flux attendu (modélisé) et le flux observé, la présence d'un absorbeur situé à plus haute altitude et par ailleurs non détectable directement. La comparaison avec des modèles d'atmosphère et de structure, issus de l'étude de la masse et du rayon des planètes, permettant alors d'assigner à la présence d'une couronne d'hydrogène cette absorption du flux EUV entrant. Le problème est bien évidemment dégénéré et la méthode, comme pour beaucoup de problèmes inverses, ne peut se suffire à elle-même et doit être couplée avec lesdites études des paramètres physiques de la planète.

Sans connaissance de la composition et de la structure réelle de l'atmosphère, le problème est par ailleurs dégénéré comme suit : un écart entre le flux émis et le flux modélisé peut soit venir de l'absorption d'une partie de ce flux à haute altitude (par la couronne d'hydrogène), soit d'une atmosphère secondaire trop ténue. Le flux EUV incident ne serait alors que partiellement absorbé (le reste impactant directement la surface de la planète) conduisant à une émission plus faible qu'attendue. Une solution pour pallier ce problème consiste à utiliser un rapport de couleur : en faisant le rapport entre deux raies distinctes, pour lesquelles les sections efficaces ne concernent pas les mêmes gammes d'énergie, et qui ne sont donc pas affectées de la même manière par la présence de la couronne d'hydrogène, on peut espérer pouvoir lever cette dégénérescence. La configuration idéale consiste à avoir une raie qui n'est pas affectée par la présence de la couronne d'hydrogène (la section efficace d'émission étant située dans une gamme d'énergie inférieure au seuil d'ionisation de H) : cette raie fournit alors directement des informations sur la quantité intégrée de l'espèce dont on regarde les émissions. La seconde raie permet alors d'étudier l'influence de la couronne.

Pratiquement, la méthode consiste à calculer les émissions de la planète avec deux modèles d'atmosphère : un modèle initial de l'atmosphère secondaire étudiée, puis le même modèle, mais entouré d'une couronne d'hydrogène. On peut alors directement étudier l'influence de

cette couronne, par comparaison entre les résultats obtenus dans les deux cas. Je vais maintenant présenter le modèle d'atmosphère utilisé au cours de cette étude.

5.2.2 Le modèle d'atmosphère

Pour étudier la faisabilité de la méthode, nous avons choisi un modèle d'atmosphère simplifié, composé d'une seule espèce : le dioxyde de carbone. Ce choix s'inscrit dans notre volonté d'étude de la Terre à travers son histoire : en effet, on a vu au chapitre 1 qu'après condensation de l'eau atmosphérique dans les océans, le CO_2 est devenu l'espèce majoritaire, pendant une période plus ou moins importante (fonction de l'efficacité de la séquestration du CO_2 sous forme de carbonates dans le manteau terrestre). La Terre a donc pu correspondre au cas qui nous intéresse, à savoir une planète avec une atmosphère dominée par le CO_2 et entourée d'une couronne d'hydrogène. Par ailleurs, le choix du CO_2 semble logique si l'on regarde le système solaire : les deux autres planètes telluriques possédant une atmosphère, à savoir Vénus et Mars, sont toutes deux dominées par cette espèce.

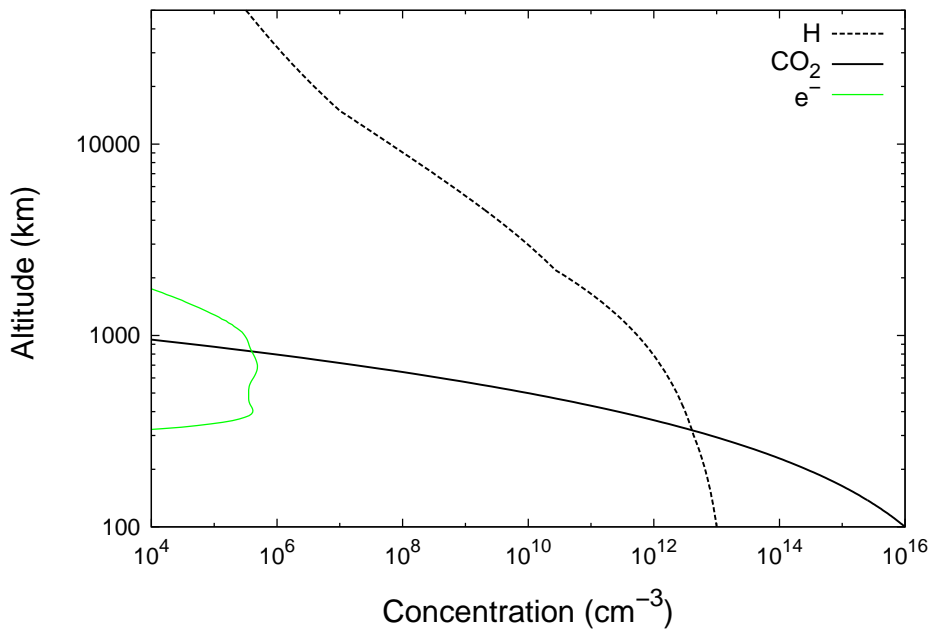


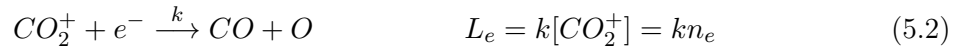
Figure 5.2 – Modèle d'atmosphère utilisé dans cette étude. L'atmosphère pure- CO_2 est simplement obtenue en supprimant l'hydrogène (même profil de concentration).

De manière plus générale que le simple exemple du système solaire, Schaefer et Feagley (2010) [113] se sont intéressés à la chimie des atmosphères secondaires en fonction du type de matériau présent au moment de la formation des planètes. En effet, les atmosphères secondaires étant produites par impact et/ou par dégazage interne, leur composition dépend de la nature et de la quantité des volatiles disponibles au voisinage de la planète en formation. Les auteurs ont montré que pour une large gamme de température et pour un grand nombre d'impacteurs, en particulier les chondrites carbonées, le CO_2 et l'eau étaient les espèces majoritaires. A noter que pour des atmosphères formées par impact de chondrites ordinaires, l'espèce majoritaire est presque toujours le dihydrogène (les chondrites à enstatites conduisant quant à elles à des atmosphères dominées par le CO).

On voit que de manière très générale, les éléments majeurs relâchés dans les atmosphères secondaires générées par impact sont le dioxyde de carbone, l'eau et le dihydrogène. Le cas étudié ici semble donc être représentatif de l'évolution des atmosphères de planètes telluriques et présente une généralité intéressante pour la caractérisation des atmosphères d'exoplanètes.

Le modèle d'atmosphère utilisé est représenté Fig. 5.2. Les profils sont obtenus par propagation en utilisant une loi barométrique pour une atmosphère isotherme à 500 K, à partir d'une altitude arbitraire de 100 km (prise comme homopause), à partir de concentrations initiales arbitraires $n_{CO_2} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $n_H = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. L'étendue de la couronne d'hydrogène est de 50 000 km, ce qui correspond à environ 8 rayons terrestres, valeur concordante avec les études sur l'étendue des atmosphères de planètes telluriques sous des conditions XUV extrêmes [65, 132].

Outre l'atmosphère neutre, le code nécessite aussi la connaissance du profil de densité électronique. Celui-ci à son importance, on le verra par la suite, pour ce qui est du calcul de l'émission de la raie verte de l'oxygène. Il convient donc d'avoir un modèle d'ionosphère cohérent, au moins aux basses altitudes (pour la partie dominée par le CO_2). Pour déterminer les concentrations électroniques de manière auto-cohérente, nous avons utilisé un simple équilibre entre le taux d'ionisation et de recombinaison. Pour cela, il convient de faire tourner le code une première fois avec un modèle d'ionosphère fictive (les processus d'ionisation n'étant pas affectés par la valeur de la densité électronique), afin d'avoir le taux de production d'électrons. On a alors les deux réactions concurrentes qui s'équilibrent :



où P_e est le taux de production de CO_2^+ ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), L_e le taux de perte de CO_2^+ par recombinaison (s^{-1}), J_ν le coefficient d'ionisation (s^{-1}) et k la constante de réaction de recombinaison dissociative ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).

L'équilibre entre les deux réactions (la seule voie de recombinaison de CO_2^+ avec les électrons étant la recombinaison dissociative 5.2) se traduit alors par :

$$P_e - n_e L_e = 0 \quad \Rightarrow \quad n_e = \frac{P_e}{L_e} = \frac{J_\nu[CO_2]}{k[CO_2^+]} \quad (5.3)$$

Comme P_e est obtenu en faisant tourner le code une première fois avec l'ionosphère fictive, la densité électronique s'obtient alors simplement :

$$n_e = \frac{P_e}{L_e} = \frac{P_e}{kn_e} \quad \Rightarrow \quad n_e = \sqrt{\frac{P_e}{k}} \quad (5.4)$$

En prenant $k = 4, 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [22], on obtient la densité électronique représentée par la courbe verte de la figure 5.2.

On a donc désormais les deux modèles d'atmosphère (avec et sans couronne d'hydrogène) qui vont nous permettre de réaliser l'étude. Reste désormais à trouver les observables, à savoir les transitions d'intérêt dans l'atmosphère de CO_2 .

5.2.3 Les raies d'émission

Le dioxyde de carbone ne possède pas de raies d'émission induites par les photons EUV, car la molécule est trop instable et facilement ionisée ou dissociée à ces longueurs d'onde. Les observables auxquelles nous allons nous intéresser sont donc des raies d'émission de sous-produits issus du CO_2 . Les produits principaux auxquelles nous avons affaire sont le monoxyde de carbone CO, l'oxygène atomique O et l'ion CO_2^+ . Les principaux niveaux des états excités de ces espèces ainsi que les transitions associées sont représentés Fig. 5.3 et 5.4.

Par soucis de simplicité, et notamment parce que l'on cherche à calculer des contrastes avec l'étoile hôte, nous nous sommes limités aux transitions électroniques « simples », laissant de

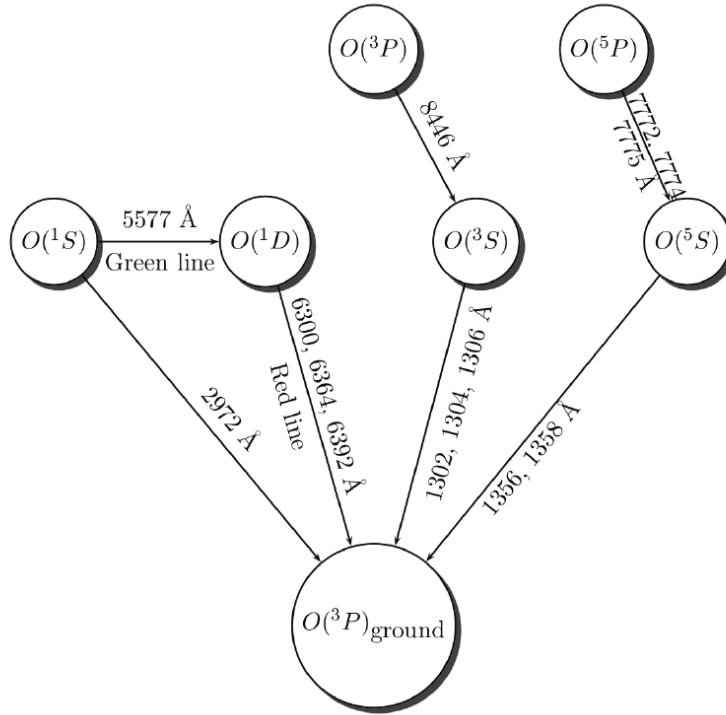


Figure 5.3 – Représentation synoptique des états excités de l'oxygène atomique et transitions associées. Tiré de Gronoff (2010) [41].

côté les bandes moléculaires. En effet, ces bandes ont généralement des structures complexes, s'étendant sur plusieurs dizaines de nanomètres, avec des effets de cascade parfois complexes à modéliser¹. C'est par exemple le cas de la bande Cameron pour CO (190-270 nm, Fig. 5.4), dont les effets de cascade ne sont pas encore compris, et pour laquelle il est actuellement impossible de modéliser le poids relatif de chacune des raies de la bande. Il n'y a donc pas de transitions exploitables pour CO.

Le doublet UV de CO_2^+

Concernant CO_2^+ , la bande de Fox-Duffendack-Barker n'a pas été retenue, pour les mêmes raisons. On voit en revanche un doublet autour de 289 nm, correspondant à la transition entre l'état excité $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ et l'état fondamental $\text{CO}_2^+(X^2\Pi_g)$. Le seuil d'ionisation correspondant est de 18,076 eV. Il s'agit d'une transition autorisée : le taux de production donne donc directement l'émission volumique de l'atmosphère. En revanche, comme pour toute transition autorisée, la diffusion résonante doit théoriquement être prise en compte, *via* un calcul de transfert radiatif. Bien que cette contribution ait été trouvée quasiment négligeable dans le cas de Vénus par Fox & Bougher (1991) [29], il n'est pas évident que ce soit aussi le cas pour notre modèle d'atmosphère, pour lequel la densité à l'équilibre (état stationnaire) de CO_2^+ est probablement plus importante que dans le cas de Vénus, du fait d'un flux EUV entrant plus important. Ce processus n'a cependant pas été pris en compte dans cette étude. Pour calculer l'émission du doublet, seuls les processus de formation de l'état excité par impact électronique et photoionisation ont donc été pris en compte : les références pour les sections efficaces associées sont données tableau 5.1.

1. Nous reviendrons sur ces notions de bandes moléculaires dans la troisième et dernière partie de ce manuscrit.

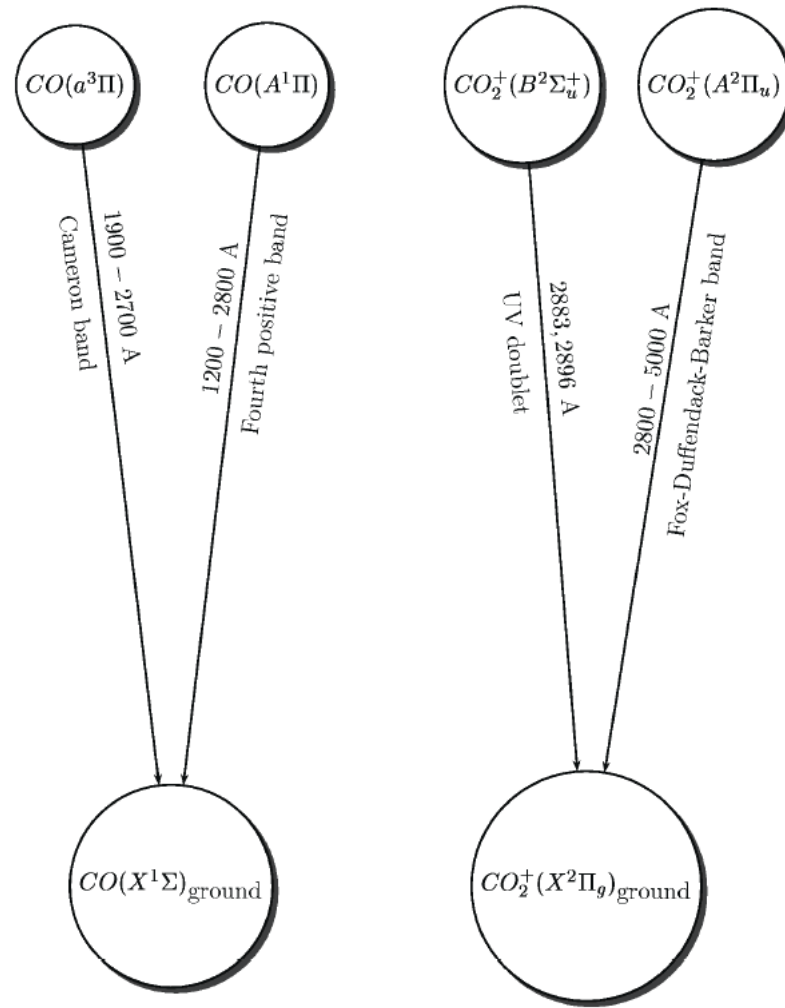


Figure 5.4 – Représentation synoptique des états excités du monoxyde de carbone et de l'ion CO_2^+ , et transitions associées. Tiré de Gronoff (2010) [41].

5.2.4 La « raie verte »

La figure 5.3 présente les principaux états excités de l'oxygène atomique, ainsi que les transitions associées aux différentes désexcitations radiatives. La plupart de ces états excités peuvent être produits par impact électronique sur O pour les transitions interdites et par diffusion résonante pour celles autorisées. De leur côté, les réactions de dissociation par impact électronique ou photonique produisent principalement les états $\text{O}(^1S)$ et $\text{O}(^1D)$, avec une plus grande efficacité pour le premier. Cet état est un état métastable qui possède deux voies de désexcitation : une transition magnétique dipolaire vers l'état fondamental $\text{O}(^3P)$, avec émission d'un photon à 297 nm, ou bien une transition électrique quadrupolaire vers l'état excité $\text{O}(^1D)$, avec émission d'un photon visible à 557 nm. Il s'agit de la « raie verte », responsable de la couleur dominante des aurores boréales.

L'intérêt d'utiliser la raie verte comme observable réside dans la gamme de longueur d'onde de ses sections efficaces de production. En effet, on peut voir Fig. 5.5 où l'on a représenté les sections efficaces de production de $\text{O}(^1S)$ par dissociation de CO_2 et d'ionisation de H, que ces deux jeux de sections efficaces sont pratiquement décorrélés. Autrement dit, la raie verte devrait pouvoir jouer le rôle de la « transition idéale » non affectée par la présence de la couronne d'hydrogène. Malheureusement, on peut voir que la section efficace de production de $\text{O}(^1S)$ pique autour de 10 eV, soit au niveau de la raie Lyman Alpha. La raie verte, bien

qu'en deçà du seuil d'ionisation de H, va donc fortement être influencée par la présence de la couronne d'hydrogène, du fait des processus de diffusion résonante. Il est alors nécessaire de coupler le transfert radiatif au calcul de photodissociation pour pouvoir correctement modéliser l'émission de la raie verte.

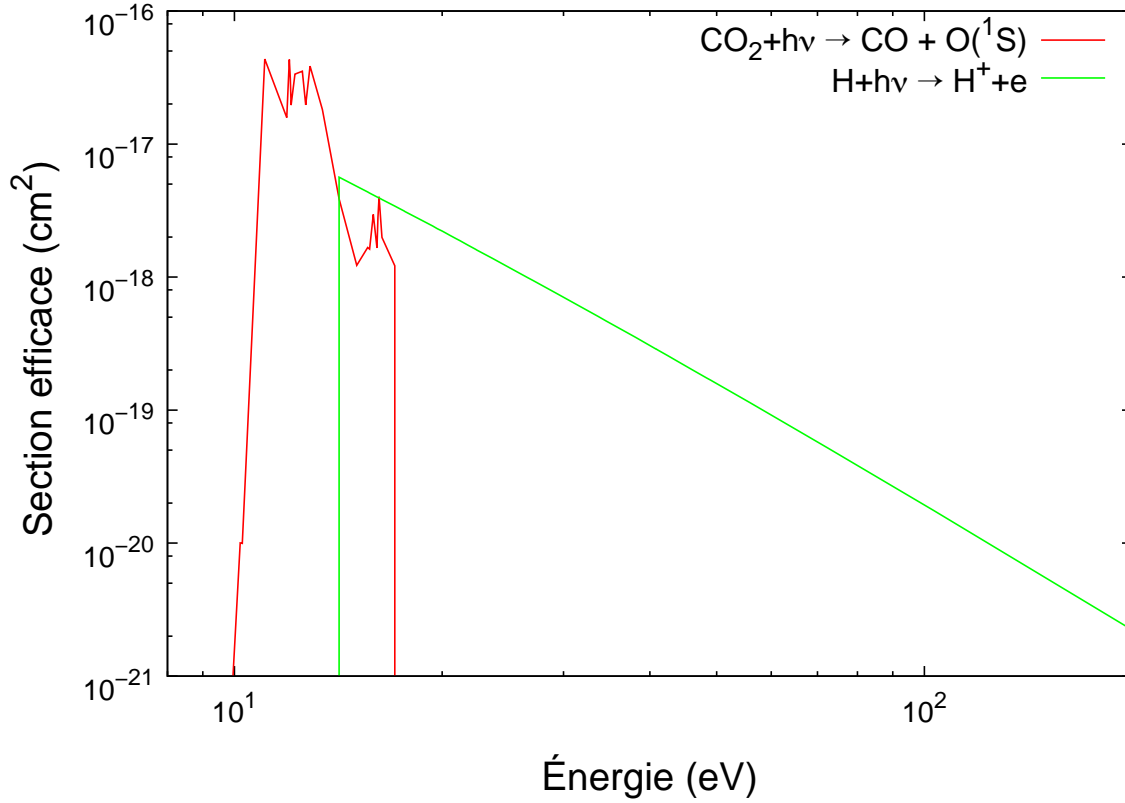


Figure 5.5 – Sections efficaces de production de $O(^1S)$ par photodissociation de CO_2 (rouge) et de photoionisation de H (vert). On peut voir que la zone de recouvrement entre les deux sections efficaces est faible.

Table 5.1 – Caractéristiques des raies d'émission

	Longueur d'onde	Transition	Références pour les sections efficaces (produits de CO_2)
Raie verte	557 nm	$O(^1S) \rightarrow O(^1D)$	Lawrence (1972) [66], LeClair et al. (1994) [67], Shirai et al. (2001) [116]
Doublet UV	289 nm	$CO_2^+(B^2\Sigma_u^+) \rightarrow CO_2^+(X^2\Pi_g)$	Avakyan et al. (1998) [4], Tsurubuschi et Iwai (1974) [137], Itikawa (2002) [53]

L'état $O(^1S)$ étant métastable, il est nécessaire de prendre en compte les phénomènes de *quenching* afin de calculer l'émission de la raie verte. Les différents processus de production et de perte pris en compte dans le calcul de l'équilibre chimique de l'état $O(^1S)$ sont :

Productions :

- P1 : photodissociation de CO₂
- P2 : impact électronique sur CO₂
- P3 : photodissociation de O₂
- P4 : impact électronique sur O₂
- P5 : impact électronique sur O
- P6 : recombinaison dissociative de O₂⁺

Pertes :

- L1 : transitions radiatives (557 et 297 nm)
- L2 : quenching par CO₂
- L3 : quenching par O₂
- L4 : quenching par O
- L5 : quenching par CO
- L6 : quenching par N₂
- L7 : quenching par les électrons

Tous les coefficients de réaction associés à ces différents processus sont ceux de Gronoff et al. (2008) [43], sauf en ce qui concerne le processus L7 (cf. discussion section 5.5).

Rappels sur la notation spectroscopique

Les niveaux d'énergie des atomes et des molécules sont notés selon une convention qualifiée de *notation spectroscopique*, dont je rappelle ici les règles fondamentales (pour plus de détails, voir [46, 47]).

• **Pour les atomes** : l'état d'un atome se note traditionnellement $^{2S+1}L_J$, où S est le spin total des électrons, L représente le moment cinétique orbital total des électrons, et J est le moment cinétique total, *i.e.* le nombre quantique caractérisant le couplage spin-orbite (tel que $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$). Lorsque $J = 0$, ce dernier est traditionnellement omis. Le terme $2S + 1$ est appelé *multiplicité de spin* : il s'agit du nombre d'états possibles (projections de J différentes) pour une même combinaison $L - S$.

Par exemple, la configuration électronique de l'oxygène dans l'état fondamental est $(1s^2, 2s^2, 2p^4)$. Le spin total vaut donc 1 (règle de Hund), soit $2S + 1 = 3$. Le nombre quantique orbital vaut 1, correspondant à la lettre P . Enfin, la valeur minimale de J correspond à $J = L - S$, soit $J = 0$. Au final, l'oxygène dans son état fondamental sera noté $O(^3P)$. On parlera de « *triplet P* ». Si un état électronique présente une configuration conduisant à une même notation spectroscopique, l'état de plus haute énergie est indiqué par une astérisque (exemple : état $O^*(^3P)$, de configuration électronique $1s^2, 2s^2, 2p^3, 3p^1$).

• **Pour les molécules** : la représentation d'un état moléculaire est plus complexe, mais suit le même schéma : la notation standard est du type $^{2S+1}\Lambda_{\Omega,(g/u)}^{+/-}$. La multiplicité de spin est toujours indiqué par $2S + 1$, où S est toujours le spin total des électrons. Λ représente la projection du moment orbital sur l'axe de quantification. Comme pour le cas des atomes, les différentes valeurs de Λ sont représentées par des lettres, mais celles-ci sont des majuscules grecques : $\Lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$ correspondent donc aux états $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$. Ω représente le couple spin-orbite projeté sur l'axe de quantification (équivalent de J pour les atomes). Pour la plupart des molécules, notamment les molécules homonucléaires, cette information est généralement remplacée par une information sur la parité de la fonction d'onde par symétrie par rapport au centre de masse de la molécule. Si la fonction d'onde ne change pas de parité, l'état est dit *gerade* (« pair » en allemand) et indicé g ; si la parité change par réflexion, l'état est nommé *ungerade* (« impair ») et indicé u . Enfin, une information est donnée, quand cela est pertinent, sur le changement de symétrie par réflexion selon un plan arbitraire contenant l'axe internucléaire. L'état est noté $+$ en exposant lorsque la fonction d'onde ne change pas de symétrie par cette réflexion planaire, $-$ dans le cas contraire.

Une dernière difficulté vient s'ajouter : en effet, une molécule peut se trouver dans différents états d'énergie correspondant à une même valeur de Λ . Une lettre est alors rajoutée devant la multiplicité pour représenter le niveau énergétique concerné : l'état fondamental est représenté par la lettre X ; les états suivants sont représentés par les lettres de l'alphabet A, B, C, \dots par ordre croissant d'énergie, en majuscule si la multiplicité de l'état est la même que celle du fondamental, une lettre minuscule dans le cas contraire. Enfin, pour les molécules polyatomiques (mais pas pour les diatomiques), cette lettre est souvent affectée d'un *tilde*.

5.3 Le cas de la Terre primitive

L'étude réalisée au chapitre précédent sur le contraste à Lyman Alpha d'une Terre primitive entourée d'une atmosphère primordiale d'hydrogène nous ayant conduit à la présente méthode, c'est donc tout naturellement à ce premier cas que nous nous intéressons. Il s'agit de savoir s'il serait possible de détecter la présence d'une couronne d'hydrogène autour d'une atmosphère de CO₂ *via* son influence sur la raie verte de l'oxygène et le doublet UV de CO₂⁺.

5.3.1 Flux solaire

Le premier point à considérer concerne le flux émis par l'étoile, tant en EUV pour pouvoir calculer les taux d'excitation des composés atmosphériques qu'aux longueurs d'onde UV et visible, pour pouvoir déterminer le contraste entre la planète et l'étoile.

Flux EUV

Concernant le flux EUV, il s'agit de la même paramétrisation que précédemment, à savoir que nous avons utilisé le flux de Torr & Torr (1985) [136] pour un « soleil moyen » caractérisé par un $f_{10.7}$ de 120, avec les facteurs multiplicatifs précédemment cités : $\times 100$, 40 et 15 pour les plages de longueur d'onde [2-36], [36-92] et [92-120] nm. Comme l'état excité O(¹S) est produit à plus petite énergie, il a fallu ajouter la partie [120-175] nm de spectre entrant, et notamment la raie Lyman Alpha. Cette partie du spectre a été ajoutée dans le code *Aeroplanets* par Guillaume Gronoff d'après Woods & Rottman (2002) [145]. La raie Lyman Alpha a été multipliée par un facteur 100 (dans le cas de l'atmosphère de CO₂) pour tenir compte des variations de l'émission solaire au cours du temps [105].

Pour ce qui est du modèle d'atmosphère comprenant la couronne d'hydrogène, la prise en compte de la raie Lyman Alpha s'est faite en couplant les résultats du code de transfert radiatif avec le code de transport. En effet, le code de transfert radiatif permet de calculer la pénétration du flux de la raie Ly α dans l'atmosphère ; le code donne par ailleurs la quantité d'énergie déposée dans l'atmosphère, ainsi que la quantité d'énergie réémise : pour une atmosphère conservative, ces quantités doivent être strictement égales. En présence d'un absorbant en revanche, l'énergie réémise est plus faible que l'énergie déposée : une partie du flux incident a en effet interagit avec l'absorbant (*via* divers processus du type photodissociation ou ionisation) et n'est plus « disponible » pour la diffusion résonante. Il se trouve que le flux Ly α arrivant au sommet de la couche de CO₂ correspond exactement à la différence entre les flux entrant et réémis, dans notre cas environ 7.10^{11} ph/cm²/s. Ceci est logique, dans la mesure où, lorsque le CO₂ devient majoritaire, la profondeur optique étant importante, les photons subissent de nombreuses diffusions avant de pouvoir s'échapper. Or, lorsque la concentration de CO₂ devient importante, un photon subissant de nombreuses diffusions résonantes finira nécessairement par interagir avec une molécule de CO₂. Comme le code de transport ne considère que l'ionisation pour ce qui est de l'hydrogène, et que la raie Lyman Alpha est en-dessous du seuil d'ionisation de H, il suffit de régler dans le code la valeur de la raie Lyman Alpha au flux absorbé par le CO₂ déterminé avec le code de transfert radiatif. Ceci correspond, pour notre modèle de flux, à multiplier par deux l'intensité de la raie.

Flux UV-visible

Pour pouvoir par la suite calculer les contrastes, il est aussi nécessaire de connaître l'émission de l'étoile aux longueurs d'onde qui nous intéressent, à savoir 289 nm et 557 nm. Pour connaître l'émission solaire à 557 nm, un moyen simple consiste à appliquer une loi de corps noir (on est alors dans la zone de la photosphère pour laquelle la loi de corps noir s'approche le plus de l'émission réelle). La loi du corps noir, ou loi de Planck, donne la luminance énergé-

tique monochromatique ($\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{m}$) d'un élément de surface à l'équilibre thermodynamique à la température T :

$$L_{\lambda,T} = \frac{2hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (5.5)$$

où h est la constante de Planck, c est la célérité, λ la longueur d'onde du rayonnement considérée, k_B la constante de Boltzmann. L'exitance énergétique monochromatique $M_{\lambda,T}$, luminance intégrée en angle, s'obtient simplement en multipliant $L_{\lambda,T}$ par π . Enfin, le flux énergétique monochromatique ϕ_e s'obtient en multipliant l'exitance par la surface totale de l'émetteur.

Avec les paramètres physiques du Soleil, pour une température de surface de 5800 K, on trouve $\phi_e(557) \approx 5,00.10^{32} \text{ W}/\text{m}$. En considérant une largeur de bande $\Delta\lambda = 0,1 \text{ \AA}$, il vient une puissance rayonnée de $5,00.10^{21} \text{ W}$, soit une intensité énergétique $F_{\odot,557} = 3,98.10^{20} \text{ W}/\text{sr}$. Pour l'émission à 289 nm en revanche, on ne se situe pas encore dans le continuum, et la loi du corps noir ne permet pas de déterminer de manière correcte l'émission solaire. Pour pouvoir déterminer le contraste à cette longueur d'onde, j'ai donc utilisé le spectre de référence AM0 ASTM E-490². Il s'agit du spectre dit *airmass zero* (c'est-à-dire obtenu avant traversée de l'atmosphère terrestre) permettant notamment de définir la constante solaire (quantité d'énergie reçue par m^2 à la distance d'une unité astronomique par une surface perpendiculaire aux rayons du soleil). Il s'agit d'un modèle composite réalisé par assemblage de plusieurs mesures effectuées par différentes missions spatiales et au sol (UARS, SOLSTICE, Kitt Peak, ...). Ce spectre est reproduit Fig. 5.6.

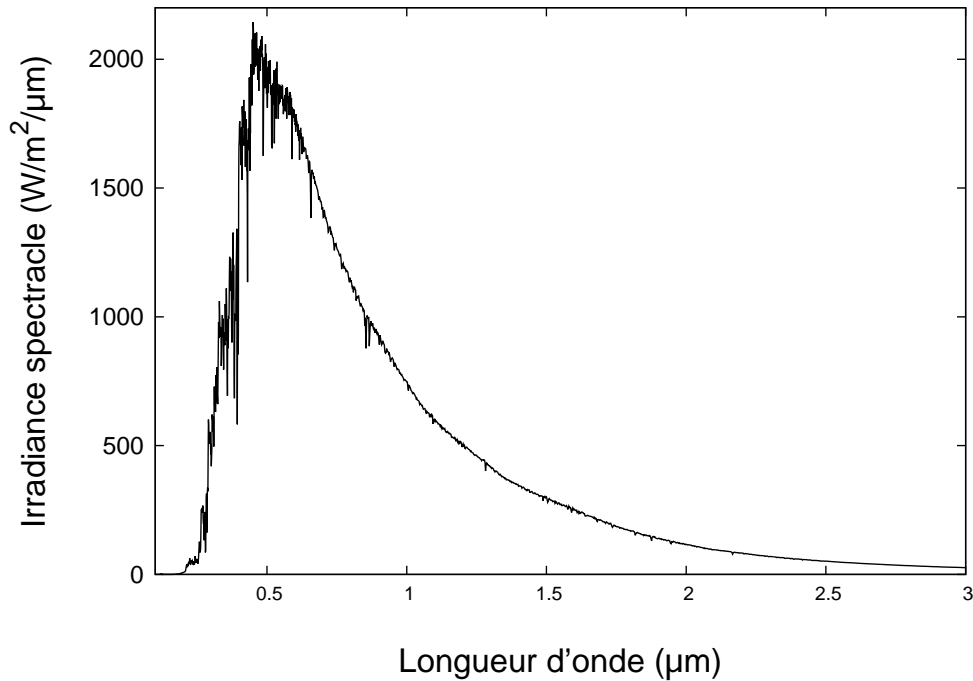


Figure 5.6 – Spectre de référence *airmass zero* donnant l'irradiance spectrale au niveau de la Terre (en l'absence d'atmosphère).

L'irradiance spectrale est la quantité d'énergie reçue par seconde au niveau de la Terre par une surface d'un mètre carré. La puissance rayonnée s'obtient alors simplement en multipliant par la distance au carré, soit $(1 \text{ UA})^2$. À 289 nm, l'irradiance est de $472,7 \text{ W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$, soit

2. <http://redc.nrel.gov/solar/spectra/am0/>

une puissance rayonnée de $1,33.10^{21}$ W et donc une intensité énergétique $F_{\odot,289} = 1,06.10^{20}$ W/sr. On peut par ailleurs vérifier que la loi du corps noir fonctionne bien pour la raie verte : l'irradiance donnée par AM0 ASTM E-490 à cette longueur d'onde est $1833 \text{ W/m}^2/\mu\text{m}$, ce qui conduit à une intensité de $4,10.10^{20}$ W/sr, valeur très proche de celle calculée précédemment.

Dans un soucis de cohérence (bien que cela ne change pas fondamentalement le calcul, dans la mesure où seule l'évaluation d'un ordre de grandeur pour le contraste nous intéresse), ces valeurs ont été diminuées de 30% pour tenir compte de la plus faible luminosité du soleil jeune [38].

Au final, les valeurs retenues pour les intensités émises par le Soleil jeune aux deux longueurs d'onde d'intérêt sont $F_{\odot,289} = 1,2.10^{39}$ ph/s/sr et $F_{\odot,577} = 7,7.10^{39}$ ph/s/sr, en considérant une largeur de bande de $0,1 \text{ \AA}$.

5.3.2 Recherche d'un angle solaire zénithal moyen

Afin de calculer l'émission totale de la planète, la méthode retenue a été, dans un soucis de simplicité, de déterminer un angle solaire zénithal moyen représentatif de l'émission de la planète entière. Cette dernière est alors simplement obtenue en multipliant la valeur colonne obtenue pour l'angle moyen représentatif par la surface apparente de la planète πR^2 , où R représente ici le rayon de la planète augmenté de l'altitude du pic d'émission.

L'angle solaire zénithal moyen est alors celui pour lequel l'émission de colonne est équivalente à la moyenne des émissions de colonne pour tous les angles solaires zénithaux pondérés par la valeur du cosinus de ce dernier. En effet, considérons une surface élémentaire $dS = r^2 \sin \theta d\theta d\phi$: sa projection sur un plan tangent est $dS' = r^2 \sin^2 \theta \sin \phi d\theta d\phi$. On vérifie alors bien que l'intégrale de la première entre 0 et π donne la surface d'une demi-sphère, tandis que l'intégrale de la seconde donne sa projection, à savoir la surface d'un disque :

$$S = r^2 \int_0^\pi \int_0^\pi \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi r^2 \quad (5.6)$$

$$S' = r^2 \int_0^\pi \int_0^\pi \sin^2 \theta \sin \phi d\theta d\phi = \pi r^2 \quad (5.7)$$

Si l'on regarde maintenant la géométrie d'un transit secondaire, l'équivalent du sinus de l'angle polaire et de l'angle azimuthal dans la base locale de la sphère correspond dans les deux cas au cosinus de l'angle solaire zénithal (le problème étant symétrique par rapport au point subsolaire, que l'on considère une élongation en longitude ou une élévation en latitude). Déterminer l'émission totale en multipliant le flux moyen pondéré du cosinus de l'angle solaire zénithal par la surface apparente de la demi-sphère illuminée à donc du sens. Bien qu'il s'agisse d'une approximation, cette méthode de calcul est soutenue par le fait que l'émission se fait toujours majoritairement pour une altitude précise (pic d'émission), faisant apparaître la planète comme une « coquille émettrice » : le fait de considérer alors une sphère en projection apparaît alors cohérent.

Nous avons donc réalisé ce calcul dans le cas de la Terre primitive pour l'atmosphère de CO_2 pur. L'angle solaire moyen ainsi obtenu est 57° , soit une valeur comprise entre celles utilisées par Forget et al. (2009)[28] et Lilensten et al. (2012) [71] pour réaliser le même calcul. Tous les résultats présentés par la suite seront donc obtenus pour cet angle solaire moyen.

5.3.3 Taux de production, émissions planétaires et contrastes

La difficulté inhérente à la prise en compte de la raie Lyman Alpha, pour les raisons évoquées plus haut, nous a amenés à réaliser les simulations pour deux conditions de flux : un flux « nominal », limité à la partie [2-120] nm du spectre, et un flux « étendu », comprenant

la partie supplémentaire [120-175] nm. Les résultats seront donc présentés pour ces deux flux entrants, la partie nominale pouvant être vue comme une valeur minimale de l'émission planétaire, la partie étendue étant quant à elle modèle-dépendante. Ceci ne concerne que la raie verte de l'oxygène, la production de CO_2^+ n'étant pas impactée par le flux à grande longueur d'onde (seuil d'ionisation à 18 eV pour l'état concerné).

Les figures 5.7 et 5.8 présentent les taux de production des états excités $\text{O}(^1S)$ et $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ obtenus dans le cas de la Terre primitive, pour l'angle solaire zénithal moyen, avec les deux types d'atmosphère. Les contributions dues aux photons et aux photoélectrons ont été séparées.

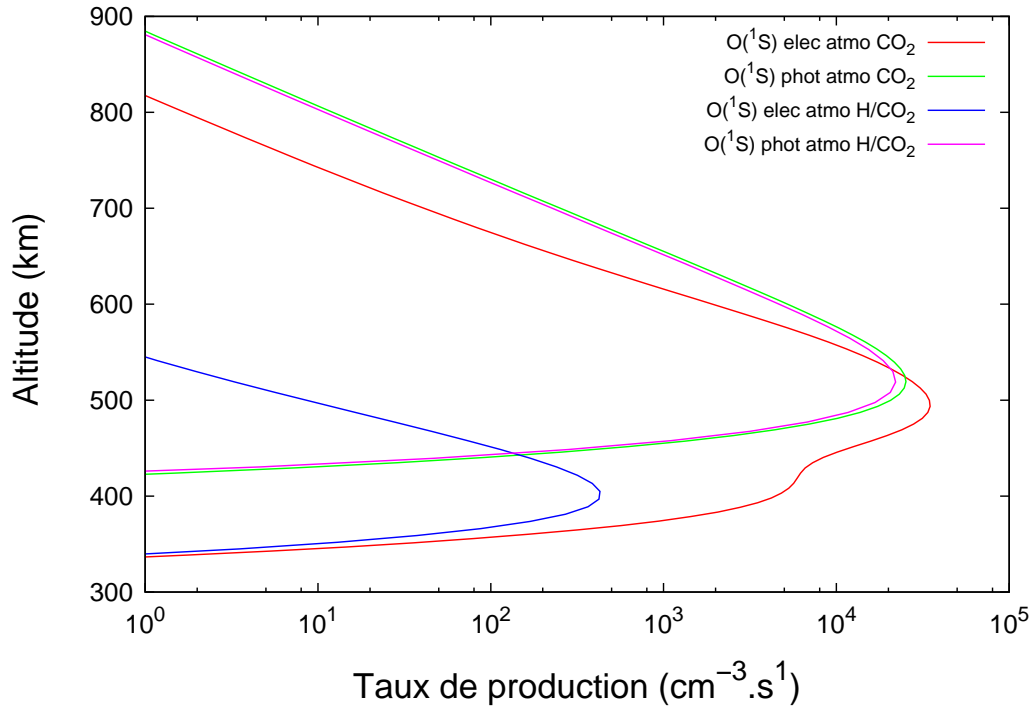


Figure 5.7 – Taux de production de l'état excité $\text{O}(^1S)$ pour le flux nominal [2-120] nm obtenus pour les deux types d'atmosphère. Les contributions respectives des photons EUV incidents et des photoélectrons primaires ont été séparées.

Plusieurs données intéressantes peuvent être tirées de ces courbes. Tout d'abord concernant l'oxygène, on peut vérifier sur la figure 5.7 que la production photonique n'est quasiment pas impactée par la présence de la couronne d'hydrogène (courbes rose et verte quasiment identiques), comme le laissaient supposer les courbes de section efficace (Fig. 5.5), tant que l'on ne prend pas en compte la contribution de la raie Lyman Alpha. On voit en revanche un autre problème poindre avec l'utilisation de la raie verte comme « référence » indépendante de la présence de l'hydrogène : en effet, on peut voir en comparant les courbes rouge et bleue montrant la production de $\text{O}(^1S)$ par les photoélectrons que ce dernier taux varie fortement en fonction du modèle d'atmosphère. Ainsi, alors que le taux de production par les électrons est très faible en présence de la couronne d'hydrogène, celui-ci est beaucoup plus important dans l'atmosphère de CO_2 , du même ordre de grandeur que la production photonique : on peut donc s'attendre à une quantité totale de la raie verte divisée environ par 2 dans le cas où une couronne d'hydrogène est présente.

Pour ce qui concerne le CO_2^+ en revanche, on peut remarquer que l'impact de la couronne est très important, puisque les taux de production photonique et électronique sont tous deux fortement diminués en sa présence (figure 5.8, courbe verte et rouge pour l'atmosphère de

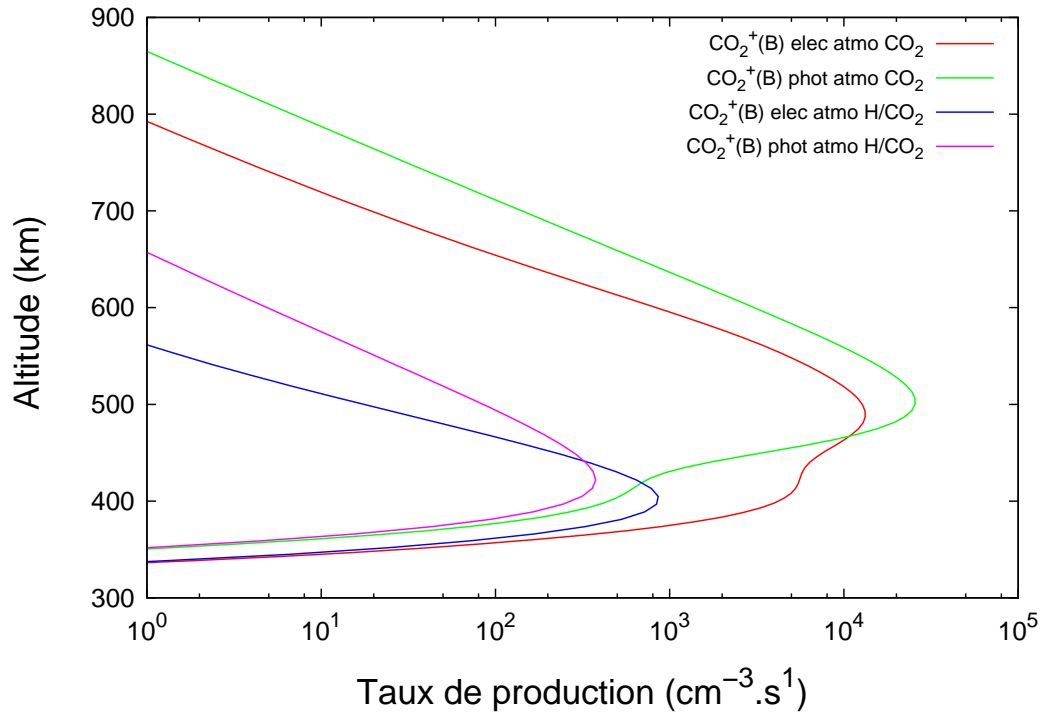


Figure 5.8 – Taux de production de l'état excité $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ pour le flux nominal [2-120] nm obtenus pour les deux types d'atmosphère. Les contributions respectives des photons EUV incidents et des photoélectrons primaires ont été séparées.

CO_2 pur, rose et bleue en présence d'hydrogène). On peut donc s'attendre à avoir une forte diminution de l'intensité rayonnée par la planète d'un modèle d'atmosphère à l'autre.

Les résultats finals qui nous intéressent, à savoir les intensités émises par la planète dans les deux raies ainsi que les contrastes associés sont réunis dans le tableau 5.2.

Table 5.2 – Intensités des émissions planétaire et contraste avec l'étoile hôte - Cas de la Terre primitive

		Flux « nominal » (2-120 nm)	Flux « étendu » (2- 175 nm)	Contrastes
Atmosphère CO_2	raie verte	$5, 55.10^{28}$ ph/sr/s	$1, 38.10^{29}$ ph/sr/s	7.10^{-12} à 1.10^{-11}
	doublet UV	$4, 64.10^{28}$ ph/sr/s		3.10^{-11}
Atmosphère H/CO_2	raie verte	$2, 19.10^{28}$ ph/sr/s	$2, 39.10^{28}$ ph/sr/s	3.10^{-12}
	doublet UV	$1, 19.10^{27}$ ph/sr/s		1.10^{-12}

Les résultats sont séparés en fonction du flux considéré pour la raie verte; une seule valeur en revanche apparaît pour le doublet UV, puisque celui-ci n'est pas affecté par la présence ou non de la partie [120-175] nm du spectre. L'intensité de la raie verte dans le cas de l'atmosphère H/CO_2 est donnée à titre indicatif, et doit être considérée avec réserve dans la mesure où l'intensité considérée pour la raie Lyman Alpha incidente, déterminée grâce au transfert radiatif comme indiqué à la section sur le flux solaire, est extrêmement dépendante du modèle, en particulier de la structure réelle de la couronne d'hydrogène.

Comme prévu à partir des courbes de production de $O(^1S)$ Fig. 5.7, l'intensité de la raie verte pour le flux nominal est divisée par environ 2,5 lorsque l'on ajoute la couronne d'hydrogène. On peut par ailleurs remarquer que, dans le cas de l'atmosphère de CO_2 , l'ajout de la partie à basse énergie, et notamment la raie Lyman Alpha, multiplie son intensité par environ 2,5. De son côté, le doublet UV voit son intensité diminuer d'un facteur 40 environ lorsque l'on ajoute la couronne d'hydrogène, du fait de l'absorption d'une importante partie du flux EUV incident par celle-ci.

5.3.4 Conclusions concernant la Terre primitive

La dernière colonne du tableau 5.2 donne les contrastes entre la Terre primitive et le Soleil jeune dans les deux raies étudiées. On peut voir que ces contrastes sont extrêmement faibles, et notamment bien plus faibles que le contraste à Lyman Alpha déterminé au chapitre précédent. Qui plus est, si l'on regarde le simple diffusé solaire (rayonnement incident directement réfléchi par la planète), le contraste entre la planète et l'étoile hôte peut être évalué par [20] :

$$\epsilon = p_\lambda \left(\frac{R_p}{a} \right)^2 \phi_\lambda(\alpha) \quad (5.8)$$

Dans cette équation, p_λ représente l'albédo géométrique (rapport entre l'énergie incidente et l'énergie diffusée par la planète à la longueur d'onde λ), R_p le rayon de la planète, a le demi-grand axe et $\phi_\lambda(\alpha)$ est un facteur de phase, représentant la fraction éclairée de la planète en fonction de la phase α ($\phi(\alpha)$ étant égale à 1 lorsque $\alpha = 0$, i.e. au moment du transit secondaire). En prenant 0.3 pour p_λ (valeur correspondant en fait à l'albédo de Bond pour la Terre actuelle, c'est-à-dire l'albédo moyenné en fréquence), on voit que le rapport entre le flux diffusé et le flux solaire est de l'ordre de $6 \cdot 10^{-10}$, soit environ 10 à 100 fois meilleur que le contraste portant sur les émissions. On voit donc que dans le cas de la Terre primitive, la méthode proposée ici ne peut pas s'appliquer.

Le cas étudié ici va bien évidemment au delà de la Terre primitive et est représentatif des planètes telluriques dans la zone habitable d'étoiles de type solaire. Les contrastes dans les deux raies étant très faibles pour ce type de configuration, nous nous sommes intéressés au cas *a priori* plus favorable de planètes autour de naines M.

5.4 Le cas des planètes telluriques autour de naines M

On désigne généralement par « naine M » les étoiles de type MV, i.e. des étoiles naines de type spectral M dans la séquence principale. On peut résumer les caractéristiques des naines M de la façon suivante : ce sont des petites étoiles ($0,08M_\odot < M < 0,6M_\odot$), « froides » ($2500 \text{ K} \lesssim T_{eff} \lesssim 3800 \text{ K}$) ; de ce fait, on dit habituellement qu'elles sont « rouges ». Leur luminosité bolométrique intrinsèque est faible, de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-3} fois celle du Soleil.

Les naines M présentent un intérêt important dans le cadre général de la recherche et de la caractérisation d'exoplanètes (pour une revue exhaustive des caractéristiques des naines M et de leur intérêt dans la recherche exoplanétaire, voir [112]). En effet, étant petites et peu lumineuses, le contraste pour les planètes en transit est fortement amélioré, comparativement aux étoiles plus grosses de type F, G, K. Par ailleurs, ces étoiles étant moins lumineuses, leur zone habitable se situe plus près que pour le Soleil (on ne considère ici dans la définition de zone habitable que la possibilité d'avoir des températures suffisantes pour maintenir de l'eau liquide en surface) : la découverte de planètes dans la zone habitable, par transit ou vitesse radiale, s'en trouve ainsi facilitée. Enfin, les naines M ont une « durée de vie » (dans la séquence principale) très longue, de l'ordre de 100 milliards d'années, et représentent le type d'étoile avec la plus grande population dans l'environnement proche de la Terre (le second

point étant bien évidemment partiellement corrélé au premier). Les naines M sont donc des cibles de choix pour la recherche d'exoplanètes, puisque de très loin les plus nombreuses.

Concernant notre étude en particulier, les naines M présentent aussi un fort intérêt. En effet, bien que globalement moins lumineuses que le Soleil (du fait de leur taille/masse plus faible, et de leur température moindre), ces étoiles se classent généralement selon deux catégories : non-actives (*quiescent*) et actives. Les premières ont une variabilité faible et un spectre proche de celui du corps noir : leurs émissions en XUV sont donc bien moindres que celles du Soleil. En revanche, un certain nombre de naines M, en particuliers pour les jeunes étoiles, présentent des émissions XUV très importantes, parfois supérieures à celle du Soleil.³ L'intérêt dans le cas de notre étude est alors évident : une planète proche de son étoile hôte recevra un flux XUV très important, conduisant à des émissions lumineuses fortes dans le proche UV et le visible ; parallèlement, l'étoile émettant bien moins que le Soleil à ces longueurs d'onde, le contraste résultant s'en trouvera fortement augmenté.

L'étude que nous avons menée a consisté à calculer les émissions (et les contrastes associés) dans les deux raies précédemment sélectionnées, pour la même planète (*i.e.* possédant les caractéristiques physiques et les atmosphères décrites dans les sections précédentes). Dans un esprit de cohérence, tous les calculs ont été menés sur un exemple particulier, pris comme représentatif des naines M (ce point sera discuté plus tard) : l'étoile GJ 436. Il s'agit d'une naine M 2.5 située à 10,2 pc de la Terre, et possédant une « neptune chaude » orbitant à 0,03 unités astronomiques [16]. Toutes les entrées énergétiques sont évaluées pour cette distance orbitale.

5.4.1 Flux lumineux et entrées énergétiques

Flux EUV

Il n'existe quasiment pas d'observation des émissions EUV pour les autres étoiles que le Soleil (principalement dû au faible nombre de missions spatiales dans cette gamme de longueur d'onde, lui-même dû à la difficulté inhérente à réaliser des observations à ces longueurs d'onde, mais aussi dû à l'absorption importante de cette partie du spectre par le milieu interstellaire). La principale référence concernant les émissions XUV des naines M est l'article de Sanz-Forcada et al. (2011) [109]. Les auteurs ont déterminé des spectres synthétiques dans la gamme EUV en utilisant des modèles coronaux, modèles contraints par des observations en X et dans l'extrême UV réalisées avec *Chandra*, *XMM-Newton* et *ROSAT*, pour 82 étoiles possédant des exoplanètes, parmi lesquels 8 naines M, dont GJ 436.

Dans un souci de simplicité, nous avons fait le choix de garder le modèle de Torr & Torr (1985) pour un Soleil moyen ($f_{10.7} = 120$) pour définir le spectre du flux EUV incident. Ce flux est ensuite multiplié par un certain facteur, comme pour le cas de la Terre primitive (facteurs multiplicatifs de Ribas et al. (2005)). Cette procédure est identique à celle utilisée par Kislyakova et al. (2013) [59]. Dans le cas de GJ 436, le facteur multiplicatif a été déterminé de telle façon que la luminosité totale associée corresponde à celle donnée dans [109], soit $\log L_{EUV} = 26,87 \text{ erg.s}^{-1}$. Cette luminosité correspond à un flux au sommet de l'atmosphère de la planète (située à 0,03 UA) $F_{EUV} = 292 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, équivalent au flux nominal initial (intervalle 2-120 nm) multiplié par un facteur 120.

La raie Lyman Alpha de GJ 436 a été observée par Ehrenreich et al. (2011) [23] avec l'instrument *STIS* (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) à bord du *Hubble Space Telescope* (*HST*) (Fig. 5.9). La luminosité totale de la raie Ly α reconstruite (*i.e.* corrigée de l'absorption

3. Cette caractéristique des naines M est due à leur structure interne particulière : celle-ci, principalement convective, conduit à l'apparition de champs magnétiques très intenses qui induisent une activité chromosphérique et coronale très importante, responsable de l'émission XUV forte et de la grande variabilité de ces étoiles.

du milieu interstellaire) est de $(2,7 \pm 0,7) \times 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le flux équivalent reçu à 1 UA est de $1,571 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ [30, 75], soit un flux de $1745 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à 0,03 UA. Enfin, dans le cas où l'on a une couronne d'hydrogène, ce flux est ramené à $37 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ au sommet de la couche de CO_2 , la majorité des photons incidents ayant été diffusée par la couronne.

Enfin, la partie à grande longueur d'onde (120-175 nm, Ly α exclue) à été multipliée par 7 pour correspondre à la luminosité intégrée dans la partie FUV (*Far Ultra-Violet*) donnée par France et al. (2013) [30], à savoir $\log L_{FUV} = 26,62 \text{ erg.s}^{-1}$.

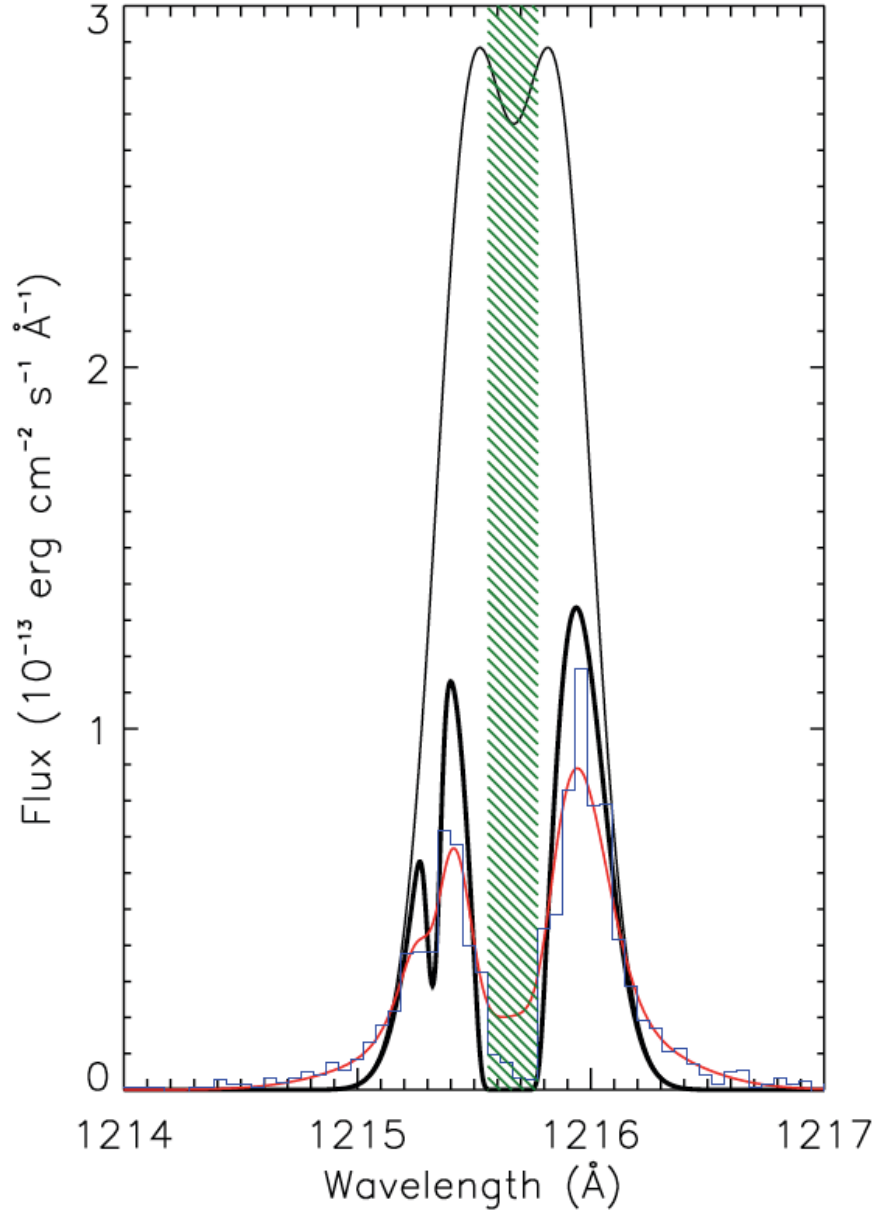


Figure 5.9 – Profil théorique de la raie Lyman Alpha de GJ436 (intensité au niveau de la Terre), obtenue par Ehrenreich et al. (2011) [23]. La courbe en trait gras correspond à cette même raie après absorption par le milieu interstellaire. L'histogramme bleu correspond aux mesures STIS, les hachures vertes à la position de l'*airglow* terrestre.

Flux UV-visible

Comme pour le cas de la Terre primitive, nous avons besoin des luminosités de l'étoile pour les deux longueurs d'onde correspondant aux raies d'intérêt, à savoir 289 nm et 557 nm.

Pour la raie verte, nous avons utilisé une simple loi de corps noir à 557 nm pour une température effective de 3416 K et un rayon $R = 0,455R_{\odot}$, température et rayon estimés de GJ 436 [141]. En effet, si le spectre à courte longueur d'onde est dominé par les raies coronales et chromosphériques, et le spectre à grande longueur d'onde (IR) dominé par l'absorption moléculaire, le spectre visible des naines M est bien représenté par une loi de Planck. On obtient ainsi une intensité énergétique $F_{GJ,557} = 3,65.10^{18}$ W/sr ou encore $F_{GJ,557} = 1,02.10^{37}$ ph/s/sr.

Concernant le doublet UV, l'émission de l'étoile est mal représentée par une loi de corps noir. Kevin France a mis en place récemment un programme de *survey* des naines M en UV, pour palier au manque de données concernant ces étoiles dans cette gamme de longueur d'onde. La base de données du programme *MUSCLES* (*Measurements of the Ultraviolet Spectral Characteristics of Low-mass Exoplanet host Stars*) est disponible à l'adresse <http://cos.colorado.edu/~kevinf/muscles.html>. Elle contient (à l'heure actuelle) les spectres UV de 6 naines M obtenus avec les instrument *COS* et *STIS* de *HST* dans la gamme 115-310 nm. La figure 5.10 reproduit le spectre UV observé de GJ 436.

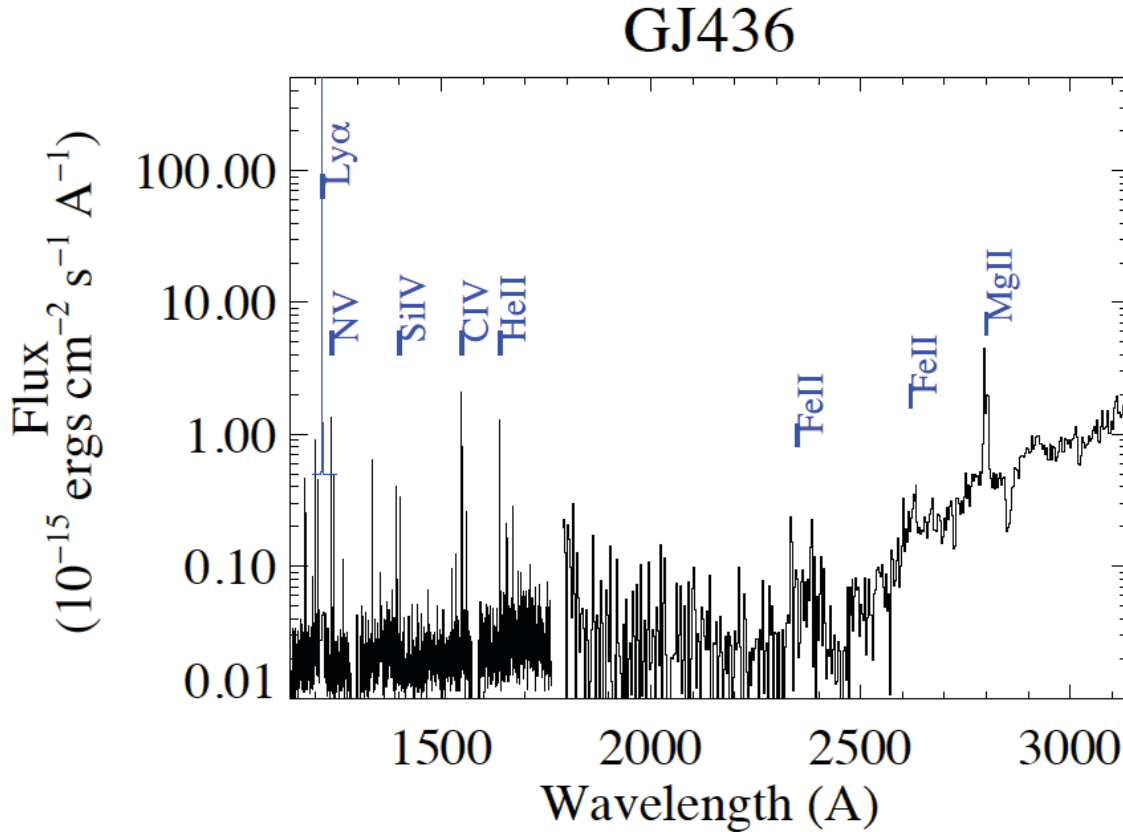


Figure 5.10 – Spectre UV de GJ 436 obtenu par France et al. (2013) [30] dans le cadre du programme MUSCLES. Les principales raies d'émission sont indiquées. La raie Ly α n'est pas reconstruite.

Le flux reçu au niveau de la Terre à 289 nm est de l'ordre de 8.10^{-16} erg.cm⁻².s⁻¹.Å⁻¹. En considérant à nouveau une largeur de bande $\Delta\lambda = 0,1$ Å, on obtient une intensité $F_{GJ,289} \simeq 8.10^{15}$ W/sr, soit $F_{GJ,289} \simeq 1,1.10^{34}$ ph/s/sr.

5.4.2 Émissions planétaires et contrastes.

Raie Lyman Alpha

Le premier contraste que nous avons calculé est bien évidemment celui de la raie Lyman Alpha. Pour ce faire, nous avons appliqué la même méthode que précédemment : nous avons déterminé dans un premier temps l'émission interne induite par les électrons primaires dans la couronne d'hydrogène. Puis nous avons utilisé le code de transfert radiatif selon la méthode décrite au chapitre précédent pour évaluer l'émission totale de la planète. L'atmosphère utilisée dans ce cas est l'atmosphère H/CO₂ : le dioxyde de carbone joue alors le rôle d'absorbant, avec une section efficace d'absorption à Ly α , $\sigma_{CO_2}^{abs} \sim 8.10^{-20} \text{ cm}^2$.

L'intensité totale émise par la planète est $F_p(Ly\alpha) = 6,3.10^{14} \text{ W/sr}$, ce qui correspond à un rapport d'émission (non corrigé de l'absorption du milieu interstellaire et de l'effet Doppler) $C_{Ly\alpha} = 1,7.10^{-5}$. De plus, contrairement au cas de la Terre primitive, les paramètres orbitaux de la planète conduisent à un décalage doppler de 0,45 Å, qui permet de préserver un peu la raie planétaire de l'absorption par le milieu interstellaire. La figure 5.9 montre la raie Lyman Alpha de l'étoile GJ436 obtenue par Ehrenreich et al. (2011) [23] : l'histogramme bleu représente les mesures *STIS*, la courbe en trait fin le flux intrinsèque de l'étoile et la courbe en trait gras ce même flux après absorption par le milieu interstellaire. Ce graphe nous permet de déterminer la courbe d'absorption par le milieu interstellaire (HI + DI), et ainsi évaluer l'absorption subie par la raie planétaire. Lorsque l'on prend en compte le décalage doppler et l'absorption, le contraste monte alors jusqu'à 2.10^{-4} si l'on prend une fenêtre d'environ 0,2 Å correspondant centré autour de la raie planétaire (cf. [90]). On voit donc que le contraste est nettement plus favorable que dans le cas de la Terre primitive, du fait de la conjonction d'une orbite plus serrée, d'une étoile moins lumineuse et d'un décalage doppler plus important.

Raie verte et doublet UV

Les émissions de la planète dans les deux raies, pour les deux types d'atmosphère et les deux intervalles de flux considérés sont compilées dans le tableau 5.3.

Table 5.3 – Intensités des émissions planétaire et contraste avec l'étoile hôte - Cas de GJ 436

		Flux « nominal » (2-120 nm)	Flux « étendu » (2-175 nm)	Contrastes
Atmosphère	raie verte	2, 1.10 ²⁹ ph/sr/s	4, 9.10 ²⁹ ph/sr/s	2.10 ⁻⁸ à 5.10 ⁻⁸
CO ₂ pur	doublet UV	6, 7.10 ²⁸ ph/sr/s		6.10 ⁻⁶
Atmosphère	raie verte	1, 7.10 ²⁹ ph/sr/s	1, 8.10 ²⁹ ph/sr/s	1.10 ⁻⁸
H/CO ₂	doublet UV	1, 26.10 ²⁷ ph/sr/s		1.10 ⁻⁸
Ratios $\frac{F_{CO_2}}{F_{H/CO_2}}$	raie verte	1.3	2.7	
	doublet UV	~ 50		

Concernant les émissions en elle-mêmes, les conclusions sont semblables au cas de la Terre primitive : le doublet UV n'est pas affecté par l'ajout de la partie basse énergie du spectre, et pratiquement toute la raie Lyman Alpha est diffusée par la couronne d'hydrogène avant d'atteindre la couche de CO₂, ce qui implique que la raie verte a quasiment la même intensité pour le flux nominal et le flux étendu dans le cas de l'atmosphère avec la couronne. Un point intéressant à remarquer concerne l'émission de la raie verte dans le cas de l'atmosphère pure CO₂ : son intensité n'est pas fortement augmentée par l'ajout de la partie à basse énergie

(facteur 2,3) alors que le flux dans la raie Lyman Alpha est très intense ($1745 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, soit 300 fois la raie Ly α pour un Soleil moyen sur la Terre actuelle, et 3 fois la valeur utilisée pour la Terre primitive). Ceci est dû aux processus de quenching pris en compte dans le calcul de l'émission de la raie verte et décrits section 5.2 : bien que la production d'oxygène dans l'état excité 1S soit stimulée par l'ajout de la partie basse énergie du spectre, les processus de quenching, surtout à basse altitude, font que l'émission de la raie verte ne connaît pas une augmentation aussi forte. Ce point sera développé lors de la comparaison avec une atmosphère de type Vénus.

Les contrastes associés aux différentes émissions sont donnés dans la dernière colonne du tableau 5.3. Même si ceux-ci sont largement augmentés par rapport au cas précédent, ils restent encore faibles en ce qui concerne les possibilités de détection, avec des valeurs de l'ordre de 10^{-8} pour la raie verte, et de 6.10^{-6} pour le doublet UV dans le cas où il n'y a pas de couronne d'hydrogène.

Les deux dernière lignes du tableau 5.3 donnent les rapports entre les intensités émises dans les deux raies pour les valeurs obtenues avec et sans couronne d'hydrogène. On peut voir que pour la raie verte, l'émission est peu affectée dans le cas du flux nominal (facteur 1,3), la différence provenant de l'interaction entre les atomes d'hydrogène et le flux d'électrons suprathermiques (la production d'atomes d'oxygène $O(^1S)$ par les photons EUV n'étant pas affectée par la présence de la couronne, comme expliqué précédemment). Pour le flux étendu, la différence est encore faible entre les deux modèles d'atmosphère (rapport 2,7) : cependant, comme nous l'avons vu précédemment, ce résultat est plus sujet à caution, dans la mesure où il est modèle-dépendant, et peut varier fortement suivant les structures réelles des profils de densités des différentes espèces.

Au contraire, le doublet UV est fortement impacté par la présence d'une couronne d'hydrogène, le flux émis par la planète étant divisé par un facteur 50 en présence de la couronne.

5.4.3 Atmosphère Cythéréeenne

Les atmosphères utilisées dans les modélisations précédentes sont des “test-case”, mais ne sont pas construites de manière auto-cohérente. En particulier, une atmosphère dominée par le CO_2 n'aura pas que du CO_2 dans sa haute thermosphère : sous l'effet des dissociations par le flux UV entrant et de l'équilibre photochimique résultant, ainsi que sous l'effet des phénomènes de diffusion moléculaire, les produits issus de CO_2 , plus légers, vont dominer à haute altitude. L'objectif de cette section est de voir si, en considérant un modèle réaliste d'atmosphère, les résultats obtenus sont très divergeants du “toy model” utilisé précédemment. Le meilleur exemple d'atmosphère dense de CO_2 autour d'une planète tellurique est sans aucun conteste Vénus, avec plus de 90 bars de pression au sol et une atmosphère composée d'environ 97% de dioxyde de carbone. C'est pourquoi nous avons choisi d'étudier les émissions de la raie verte et du doublet UV dans les conditions de flux énergétique entrant précédent pour une atmosphère *vénusienne* (ou cythéréeenne).

Le modèle d'atmosphère utilisé est représenté Fig. 5.11. Il est issu du modèle VTS3 développé par Hedin et al. (1983) [45]. Il s'agit d'un modèle empirique de la thermosphère de Vénus basé sur les données *Pioneer* donnant les concentrations des espèces majoritaires (en fonction notamment de l'indice $f_{10.7}$) : CO_2 , O_2 , N_2 , CO et O .

Le tableau 5.4 donne les rapports des intensités émises dans les deux raies entre l'atmosphère fictive « pure CO_2 » et le modèle cythéréeen, suivant que l'on considère ou pas une couronne d'hydrogène.

Le point qui nous intéresse dans le cadre de cette étude est le fait que le rapport entre les émissions d'une atmosphère fictive de CO_2 et d'une atmosphère réaliste de type Vénus est au plus de 1,4 pour ce qui est du doublet de CO_2^+ . On voit que ce rapport est grandement

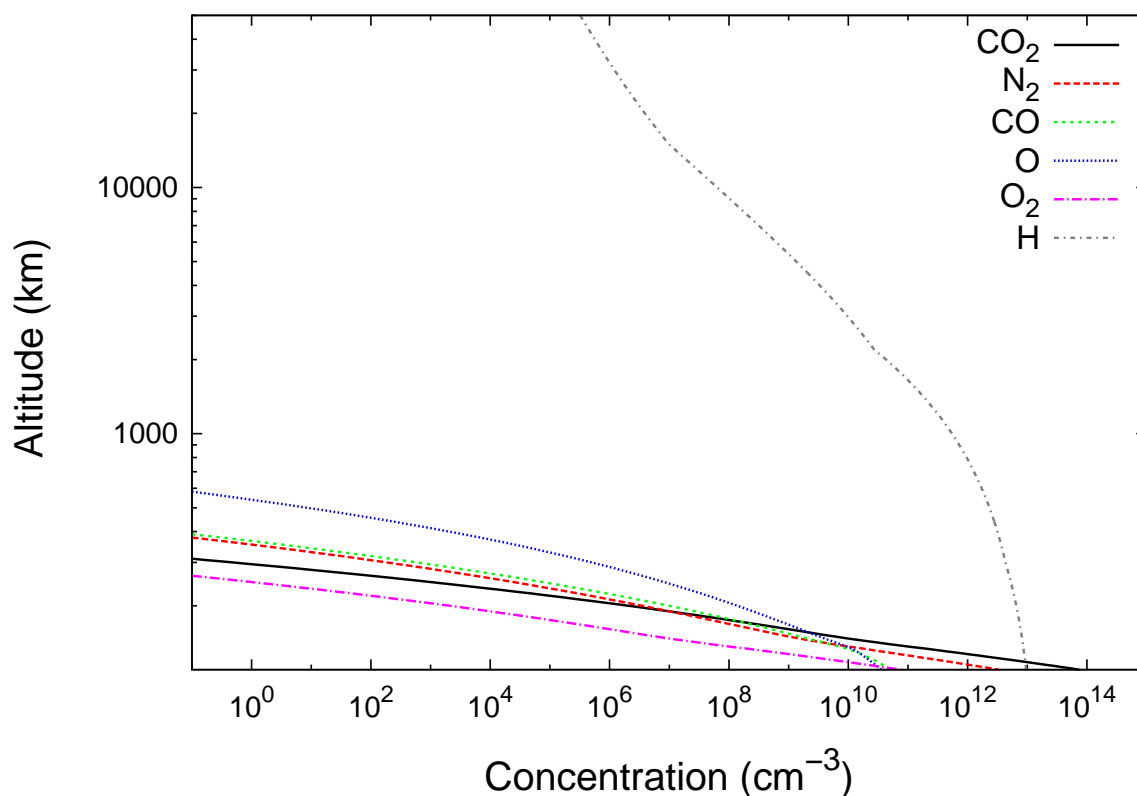


Figure 5.11 – Profils de concentration des différentes espèces du modèle cythéréen. Le profil de concentration de l’hydrogène est le même que précédemment. Les concentrations des autres espèces sont issues du modèle VTS3 [45].

Table 5.4 – Rapports des émissions planétaires entre les atmosphères de CO₂ et cythéréenne.

		Flux nominal	Flux étendu
Sans couronne d’hydrogène	raie verte	~ 1	0,6
	Doublet UV	1,4	
Avec couronne d’hydrogène	raie verte	~ 1	~ 1
	Doublet UV	1,1	

Quel que soit le cas considéré (avec ou sans couronne d’hydrogène, pour un flux nominal ou étendu), le rapport des émissions entre l’atmosphère non réaliste de CO₂ et le modèle d’atmosphère de Vénus n’est jamais supérieur à 1,4. L’utilisation d’un « toy model » non réaliste comme celui utilisé dans les sections précédentes n’introduit donc que peu de différence par rapport à un modèle plus sophistiqué.

inférieur à la diminution de l’intensité du doublet due à la prise en compte ou non de la couronne d’hydrogène. En d’autres termes, cela signifie que les variations de l’intensité de cette raie avec la composition exacte de l’atmosphère sont faibles et ne peuvent pas être confondues avec l’effet de la présence d’une couronne d’hydrogène massive autour d’une planète tellurique (diminution d’un facteur environ 50 de l’intensité du doublet UV).

5.5 Discussion

5.5.1 Au delà de GJ 436

Tous les calculs concernant le cas de planètes telluriques ont été fait avec les données de GJ 436, et ce dans un esprit de cohérence. Le choix de GJ 436 était clairement arbitraire, tout en étant imposé par le faible nombre de données en EUV disponibles pour les naines M.

On aura noté, d’après les résultats présentés section 5.4, que le contraste à Lyman Alpha est bien meilleur dans le cas de GJ 436 que pour la Terre primitive, de l’ordre de 2.10^{-4} . Ce contraste est d’ailleurs supérieur à celui obtenu pour le doublet UV du CO_2^+ , de l’ordre de 6.10^{-6} . On pourrait alors légitimement s’interroger sur l’intérêt de la méthode proposée. Plusieurs arguments viennent cependant l’appuyer.

D’une part, concernant le flux planétaire à Lyman Alpha, le résultat obtenu ici est à nuancer. En effet, le diffusé stellaire étant la principale composante de l’émission planétaire, son importance est directement reliée au profil réel de l’hydrogène, notamment à son étendue spatiale. Ce n’est pas le cas de l’émission du doublet UV, qui est limitée par l’énergie incidente, et ne dépend pas de la structure réelle de l’atmosphère (profils de concentration et température).

Ensuite, le calcul réalisé ici va au-delà du simple cas d’une planète tellurique orbitant à 0,03 UA de GJ 436, et peut se généraliser (au moins en terme d’ordre de grandeur) au cas des naines M dans leur globalité. En effet, Sanz-Forcada et al. (2011) [109] donnent une loi de puissance pour l’évolution de l’émission EUV avec l’âge de l’étoile. Cette paramétrisation, bien que simplifiée, tend à montrer que l’émission EUV des étoiles jeunes est de l’ordre de 10^{29} - 10^{30} erg.s⁻¹, soit environ 3 ordres de grandeur supérieure à l’émission de GJ 436 dans cette gamme de longueur d’onde. De la même manière, si l’on considère les étoiles pour lesquelles des mesures existent, on peut remarquer que Au Mic, la naine M la plus active détectée, présente une émission Lyman Alpha 27 fois plus importante que celle de GJ 436 [75]. Autrement dit, une planète située autour de Au Mic et orbitant à 0,15 UA (soit proche de la zone habitable) recevra le même flux Ly α que notre planète test, et présentera par conséquent la même émission dans cette raie. Le contraste sera alors diminué d’un facteur 27, soit environ 5.10^{-6} . En revanche, l’émission de l’étoile dans la partie UV proche - visible présente une variabilité beaucoup moins forte avec l’âge, ce qui implique que le contraste dans le doublet UV ne devrait être que peu modifié. On voit dès lors l’intérêt de la méthode, le contraste dans la raie du CO_2^+ devenant supérieur au contraste dans la raie Lyman Alpha.

Pour terminer, on a représenté Fig. 5.12 les différentes planètes dans la gamme Terre/Super-Terre orbitant autour d’une naine M détectées à ce jour (19 en tout).

Ce nombre reste pour le moment restreint, mais est amené à augmenter dans le futur. Par ailleurs, on voit que très peu de planètes dans ou proche de la zone habitable (0.2-0.4 UA) ont été détectées jusqu’à maintenant, les planètes les plus proches de leur étoile étant pour l’instant plus facilement décelables. D’après nos calculs sur le cas test de GJ 436, la cible la plus prometteuse pour une détection du doublet du CO_2^+ est GJ 674 b : il s’agit d’une super-Terre (proche de la limite haute de la définition, avec une masse égale à presque douze fois celle de la Terre), orbitant à 0,04 UA d’une naine M 2.5 très jeune, avec un âge estimé à 0,55 Ga, et petite ($0,35 M_\odot$). Sanz-Forcada et al. (2011) [109] donnent une estimation de la luminosité EUV $\log L_{EUV} = 28,01$ erg.s⁻¹, ce qui implique un flux EUV au sommet de l’atmosphère de la planète (en supposant qu’atmosphère il y a) $F_{EUV} = 2274$ erg.cm⁻².s⁻¹, soit environ 78 fois le flux utilisé pour le cas de GJ 436 b. L’émission dans le doublet UV devrait être environ 2 ordres de grandeur supérieure, du fait du flux énergétique incident plus important, et de la surface de la planète plus importante. En estimant la luminosité UV-visible au plus égale à celle de GJ 436 (en réalité, elle devrait être moindre, l’étoile étant plus jeune, et la luminosité bolométrique comparable à celle de GJ 436), le contraste doit être amélioré du même ordre de grandeur, portant ce dernier à une valeur de l’ordre de 10^{-4} .

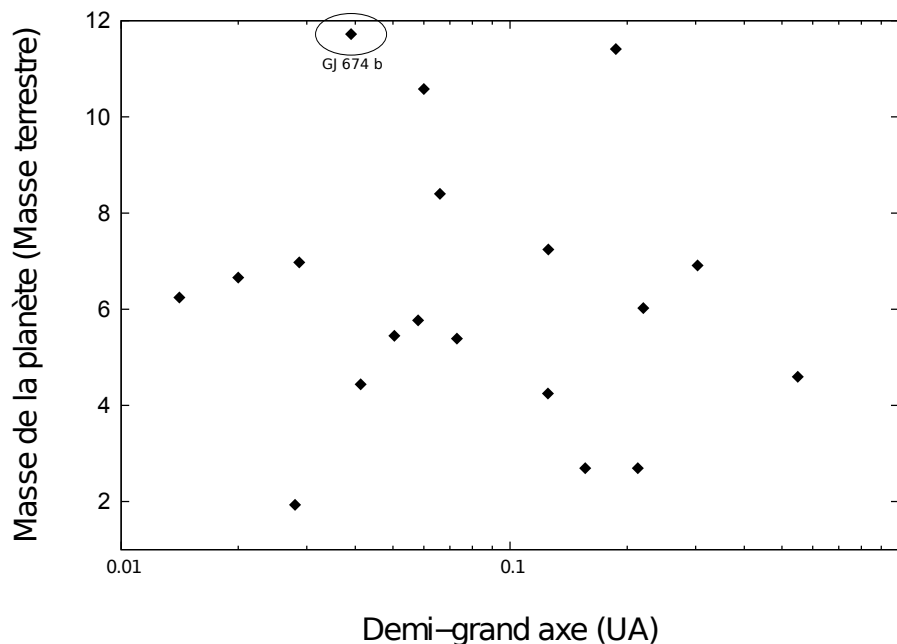


Figure 5.12 – Distribution masse-distance orbitale des différentes planètes de type Terre/Super-Terre orbitant autour d’une naine M connues.

5.5.2 Faiblesses et incertitudes de la méthode

La méthode proposée ici pour déduire la présence d’une couronne d’hydrogène autour d’une atmosphère secondaire de CO_2 est complexe et dégénérée, et par certains points sujette à discussions.

Les défauts de la raie verte

La raie verte à 557 nm issue de la transition $\text{O}(^1\text{S}) \rightarrow \text{O}(^1\text{D})$ de l’oxygène atomique a été choisie principalement pour deux raisons évoquées dans la section 5.2 : d’une part il s’agit d’une raie d’émission intense, et d’autre part, la section efficace de production de $\text{O}(^1\text{S})$ par dissociation de CO_2 se trouve principalement en dessous du seuil d’ionisation de l’hydrogène, rendant l’émission de la raie verte *a priori* indépendante de la présence ou non d’une couronne d’hydrogène. Cependant, cette raie souffre de certains défauts, rendant son utilisation difficile. Premièrement, elle se situe dans le domaine visible, où l’émission de la majorité des étoiles est maximale, conduisant à des contrastes très faibles. D’autre part, la production de l’état excité $\text{O}(^1\text{S})$ est fortement dépendante de la raie Ly α , ce qui implique que d’une part, l’émission de la raie verte n’est pas indépendante de la présence ou non d’une couronne d’hydrogène, mais aussi que le calcul de l’émission dans cette raie nécessite de coupler le code de transport avec un code de transfert radiatif, ce qui implique notamment de connaître la structure réelle de la couronne d’hydrogène. Enfin, le calcul de l’émission nécessite la prise en compte de processus de quenching (puisque la transition est interdite), rendant le calcul fortement modèle-dépendant. Nous allons développer plus en détail ce dernier point.

On peut voir dans le tableau 5.4 que l’émission de la raie verte dans le cas d’une atmosphère de CO_2 est toujours environ égale au cas d’une atmosphère de type Vénus, sauf à considérer le cas sans couronne d’hydrogène pour un flux étendu : l’émission de l’atmosphère de CO_2 est alors environ 1,6 fois plus faible que celle du modèle cythéréen. Or, on est dans le cas d’une atmosphère sans couronne d’hydrogène, la prise en compte de la raie Lyman Alpha dans le flux incident ne pose donc pas problème. Par ailleurs, lorsqu’on étudie la production de l’état

$O(^1S)$ pour ces différents cas, elle est toujours (légèrement) supérieure pour l'atmosphère de CO_2 .

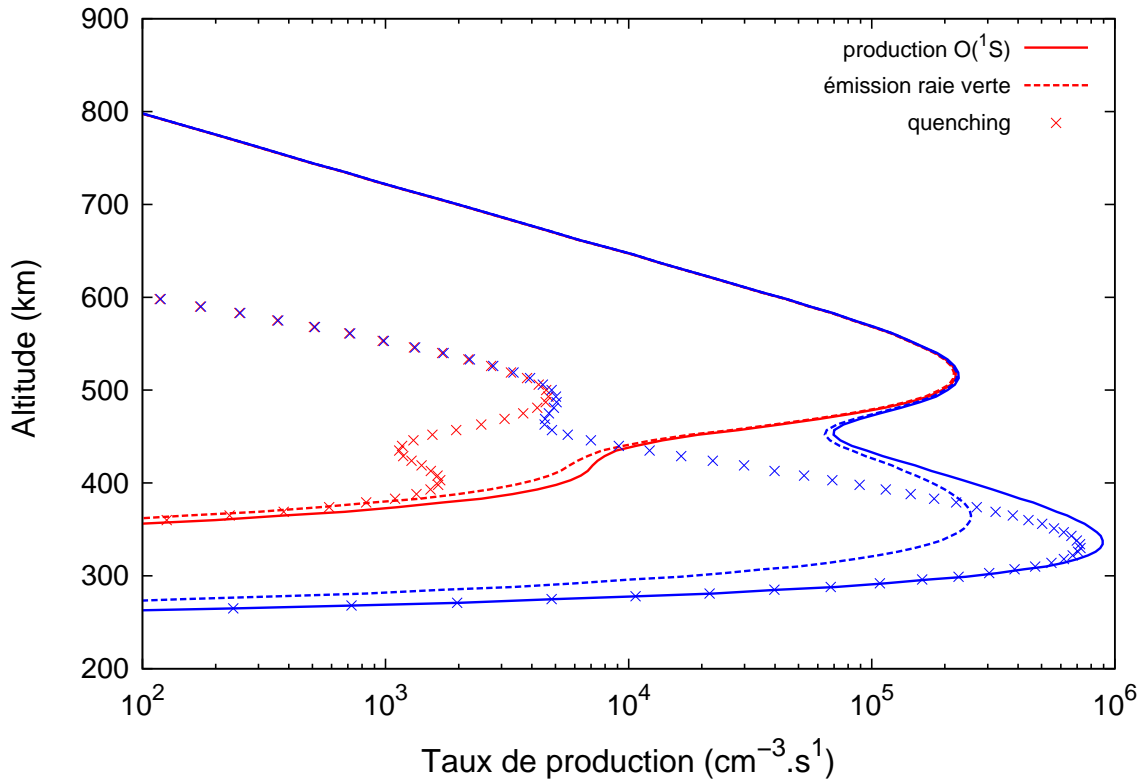
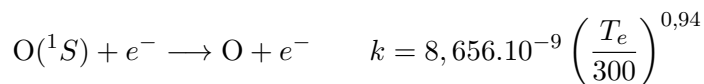


Figure 5.13 – Taux de production de l'état $O(^1S)$ (trait plein), taux d'émission volumique de la raie verte (pointillés) et taux de quenching (croix) pour une atmosphère de CO_2 . En rouge : flux nominal. En bleu : flux étendu.

Cette différence dans l'émission de la raie verte s'explique lorsqu'on analyse les courbes 5.13 et 5.14 qui représentent respectivement les taux de production de $O(^1S)$, d'émission volumique de la raie verte et de quenching pour l'atmosphère de CO_2 et pour l'atmosphère de Vénus (en considérant les flux nominal et étendu). On peut voir sur la figure 5.14 que le quenching (croix) est toujours inférieur à l'émission de la raie verte : le taux volumique d'émission est alors contrôlé par le taux de production de l'état $O(^1S)$. Il en est de même pour le flux nominal concernant l'atmosphère de CO_2 (courbes rouges de la figure 5.13). En revanche, lorsque l'on considère le flux étendu (courbes bleues Fig. 5.13), on voit que le quenching devient supérieur au taux d'émission volumique au niveau du pic de production. L'ajout de la raie $Ly \alpha$ déplace le pic de production à basse altitude où la concentration de CO_2 devient très importante, rendant le quenching prépondérant sur l'émission.

Un autre exemple permettant d'illustrer ce problème vient du quenching par les électrons. Une erreur était présente dans le code *Aeroplanets* ainsi que dans l'article de Gronoff et al. (2008) [43] (d'où sont tirés les coefficients de réactions utilisés pour le calcul du quenching) concernant le coefficient de quenching par les électrons. En effet, il est donné dans cet article une réaction de quenching :



Or la référence utilisée pour cette réaction (et la seule référence bibliographique trouvée

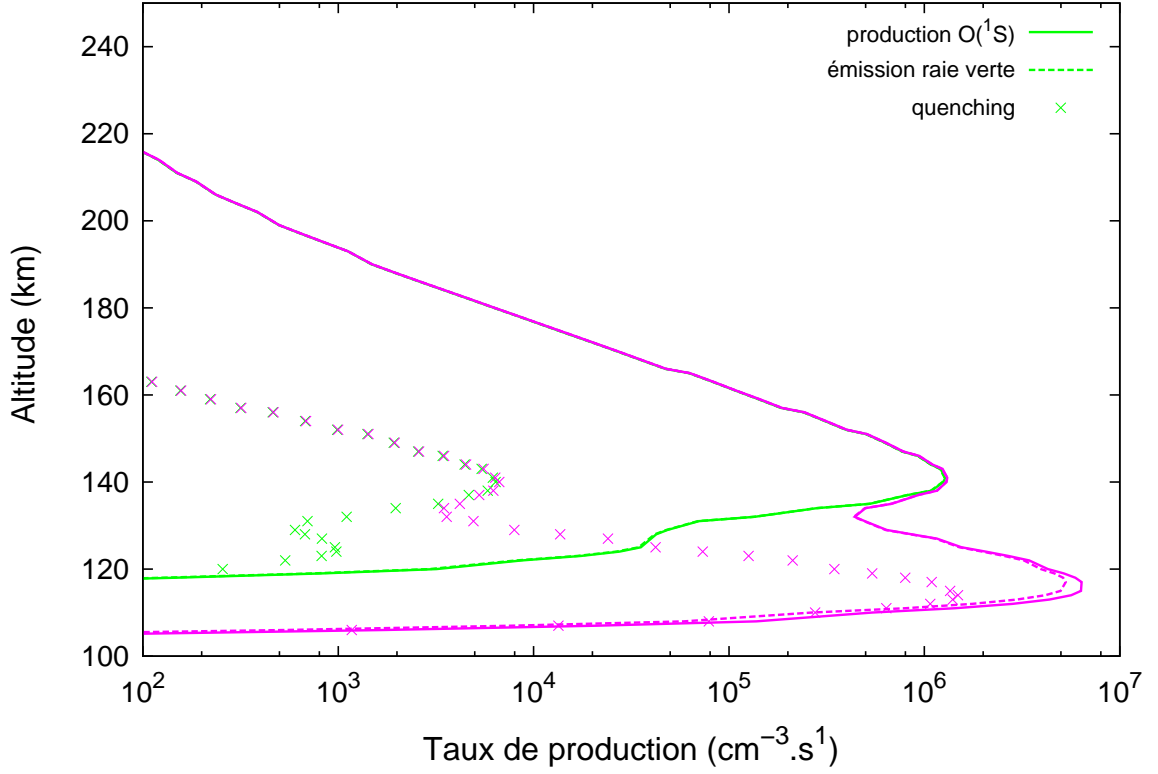
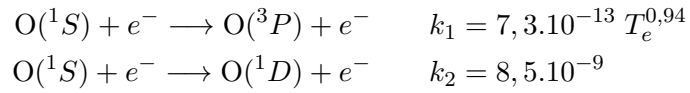


Figure 5.14 – Taux de production de l'état $O(^1S)$ (trait plein), taux d'émission volumique de la raie verte (pointillés) et taux de quenching (croix) pour une atmosphère de type Vénus. En vert : flux nominal. En rose : flux étendu.

à ce sujet), à savoir Berrington et Burke (1981) [11] donne deux réactions de quenching, avec les coefficients associés :



La réaction de quenching vers $O(^1D)$ est précisée dans l'article comme non dépendante de la température, du fait de la conservation du spin. Il convient donc de prendre comme coefficient de réaction la somme $k' = k_1 + k_2$, et non pas la valeur de k précédemment citée. A haute température ($\sim 10^5$ K), la différence entre les deux coefficients (k et k') est de deux ordres de grandeur, non négligeable. Si le changement de coefficient de réaction pour le cas d'une atmosphère de CO_2 modifie peu les valeurs d'émission de la raie verte, celle-ci est en revanche plus que doublée pour le cas de Vénus. La raison est double : d'une part, le pic de production de $O(^1S)$ pour l'atmosphère vénusienne correspond au pic de densité électronique de l'ionosphère situé vers 140 km (excepté pour le flux étendu sans couronne d'hydrogène, où le pic de production se situe plus bas, comme on peut le voir sur la courbe rose en trait plein de la figure 5.14), rendant le quenching par les électrons particulièrement efficace. D'autre part, si le modèle d'ionosphère pour Vénus est bien défini, car issu de mesures, le modèle utilisé pour l'atmosphère de CO_2 est plus discutable : la densité électronique est obtenue par un simple équilibre de recombinaison de CO_2^+ avec les électrons ; quant à la température électronique, elle est complètement arbitraire. Or, la réaction de quenching étant température-dépendante, on comprend bien que la connaissance du profil de température électronique est nécessaire pour modéliser correctement l'intensité de l'émission planétaire dans la raie verte.

On comprend dès lors, vu le nombre de biais présents dans le calcul de l'émission de la raie verte, que celle-ci n'est pas un bon candidat pour notre méthode de caractérisation de l'atmosphère. En particulier, l'absence de profils de température ou d'une ionosphère cohérente rend sa modélisation difficile.

Le doublet UV

Le doublet UV du CO_2^+ semble quant à lui moins problématique. D'une part, la longueur d'onde à laquelle se situe l'émission correspond à une intensité moindre de la part de l'étoile (notamment des naines M), d'où un meilleur contraste. D'autre part, la transition est autorisée, et aucun processus de quenching n'est à prendre en compte. Le taux volumique d'émission est alors directement donné par le taux de production des ions $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, qui n'est pas sensible à la structure réelle de l'atmosphère (notamment en ce qui concerne le profil de température). Seule subsiste une incertitude sur l'importance de la diffusion cohérente (la transition conduisant à l'émission du doublet étant une transition autorisée). À noter aussi que la diffusion Rayleigh, encore efficace à ces longueurs d'onde, pourrait potentiellement masquer le signal d'émission.

Le flux EUV

Une incertitude importante pour la méthode vient de la connaissance du flux EUV de l'étoile hôte. En effet, Linsky et al. (2014) [76] ont montré la difficulté inhérente à la détermination du flux EUV pour d'autres étoiles que le soleil, du fait de l'absorption par le milieu interstellaire. Par ailleurs, ces auteurs ont déterminé une formule empirique pour retrouver le flux EUV intrinsèque des étoiles basée sur des modèles de composition et des mesures de la raie Lyman Alpha. Leurs résultats montrent des différences notables avec ceux de Sanz-Forcada et al. (2011) [109], dont les reconstructions des flux sont basées sur des mesures dans le domaine des rayons X. Tout cela montre à quel point il est difficile d'avoir une estimation précise du flux extrême UV. L'émission lumineuse dans le doublet UV est quasiment linéaire (dans une large gamme d'énergie) avec l'énergie totale du flux incident, à distribution spectrale identique. Dès lors, une incertitude d'un facteur 10 sur l'énergie incidente induira une incertitude du même ordre de grandeur sur l'émission de la planète. La précision nécessaire sur le flux EUV de l'étoile hôte dépend alors de la différence entre le flux planétaire observé et celui modélisé : plus cette différence est importante, moins l'énergie incidente à besoin d'être connue avec une grande précision. Malheureusement, et ceci nous amène au dernier point de cette discussion, plus cette différence est grande, plus le flux planétaire est faible et par suite le contraste, et plus l'observation est rendue difficile.

Observations

Le dernier point d'achoppement de la méthode (mais qui va bien au-delà de la méthode de détermination d'une couronne d'hydrogène proposée, et concerne de manière générale la caractérisation des atmosphères d'exoplanètes *via* l'étude de leurs émissions thermosphériques) concerne les possibilité d'observation des flux calculés. D'une part, les deux raies d'intérêt (si l'on exclue la raie verte), à savoir le doublet de CO_2^+ et la raie Lyman Alpha, se situent toutes les deux dans le domaine UV. Le seul instrument qui permet actuellement des observations dans ce domaine de longueur d'onde est le vieillissant satellite Hubble, avec les instruments *STIS* et *COS*.

Par ailleurs, les contrastes maximum calculés, à savoir 2.10^{-4} et 6.10^{-6} pour la raie Ly α et le doublet UV respectivement, nécessiteraient des temps d'observation allant de quelques dizaines de jours à plusieurs milliers, durées totalement irréalistes. Pour avoir des temps d'intégration réalistes, il faudrait des télescopes avec des miroirs primaires de taille elle aussi irréaliste, de plusieurs dizaines de mètres (d'autant plus irréaliste qu'en plus de les envoyer

dans l'espace, il faudrait assurer sur plusieurs dizaines de mètres une régularité de la surface extrême, puisque les observations concerneraient l'UV). Seule l'observation directe de la raie Lyman alpha (contraste de 2.10^{-4}) pourraient être réalisées avec un télescope de taille « raisonnable » (quelques mètres). Malheureusement, le seul projet pour des observations futures est le satellite russe *WSO* [118], dont le miroir primaire fait 1,7 m de diamètre. Notons tout de même l'existence de certains projets comme le télescope EUVO ayant fait l'objet d'une proposition récente à l'ESA (http://www.nuva.eu/whitepaper/files/euvo_wp_220513_fin.pdf), ou encore le projet ATLAST (<http://www.stsci.edu/institute/atlast>).

5.6 Conclusion

Comme nous l'avons vu en introduction, le problème des planètes possédant une atmosphère dense d'hydrogène va bien au delà du simple cas de la Terre primitive, mais concerne de plus en plus d'exoplanètes faisant partie de la classe des Terre/Super-Terre (masse comprise entre 1 et 10 masses terrestres), dont la densité moyenne très faible amène à penser qu'elles possèdent une large atmosphère d'hydrogène et d'hélium, ou bien qu'elles sont en grande partie composées d'eau (« planètes océans »).

Compte tenu du faible contraste obtenu dans la raie Lyman Alpha lors du chapitre précédent sur la Terre primitive, nous avons proposé une nouvelle méthode de détection d'une couronne d'hydrogène autour d'une planète possédant une atmosphère secondaire de CO_2 . Celle-ci consiste à étudier l'influence de ladite couronne sur les émissions des produits d'ionisation et de dissociation du CO_2 (celui-ci n'ayant pas directement d'émissions lumineuses induites par les photons EUV), l'hydrogène absorbant une partie du flux entrant, conduisant à une diminution de ces émissions. Le calcul s'est cependant révélé infructueux, que ce soit pour le cas de la Terre primitive (avec des contrastes extrêmement faibles, encore plus que celui à Lyman Alpha) ou bien ce qui concerne les planètes telluriques en orbites autour de naines M (même si les contrastes obtenus dans ce cas sont plusieurs ordres de grandeur supérieurs).

Enfin, les calculs réalisés au cours de ce chapitre vont au delà de la méthode proposée. En effet, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'atmosphère secondaire qu'a connue la Terre au début de l'Hadéen était une atmosphère très dense de CO_2 et d'eau, dans des proportions à peu près équivalentes. La précipitation de l'eau sous la forme d'océan ayant eu lieu très rapidement (avant -4,4 milliards d'années), il en résulte que pendant une durée relativement longue (dépendant de l'efficacité des processus de séquestration du CO_2), l'atmosphère de la Terre a dû être dominée par le dioxyde de carbone, et donc peu différente de notre planète test. Les calculs des émissions de la raie verte et du doublet UV de CO_2^+ réalisés dans les conditions du Soleil jeune correspondent donc aux émissions probables de la Terre hadéenne. La conclusion de cette modélisation est que l'observation de raies d'émission thermosphériques pour des exoplanètes telluriques est actuellement hors de portée de nos instruments, terrestres ou spatiaux.

Intermezzo

De la simulation à l'expérience

Intermezzo : de la simulation à l'expérience

La connaissance s'acquiert par l'expérience, tout le reste n'est que de l'information.

Albert Einstein.

LES calculs réalisés au chapitre précédent sur le cas d'une atmosphère de CO₂ ont montré à quel point les flux attendus pour des émissions thermosphériques d'exoplanètes sont faibles, et conduisent à des contrastes impossibles à atteindre avec les instrument actuels, et difficilement atteignables dans un futur proche.

Au début de ma thèse, Mathieu Barthélemy a impulsé un travail de réflexion sur les émissions thermosphériques dans le système solaire, en vue d'une application aux exoplanètes (mon travail de thèse s'inscrit donc dans cette réflexion plus large qui concerne aussi bien les planètes géantes que les planètes telluriques). Ce travail de réflexion a donné lieu à l'organisation de deux *workshops* conduisant à l'écriture d'un *white paper* décrivant l'état des connaissances sur les émissions thermosphériques dans le système solaire (théorie et observation), ainsi que les moyens à envisager pour un transfert aux exoplanètes.

Dans le cadre de cet article de synthèse, j'ai réalisé la figure I ci-après, qui situe les différentes émissions thermosphériques possibles par rapport au spectre solaire. En effet, les espèces présentes en thermosphère et susceptibles d'émettre un rayonnement se limitent à un petit nombre d'atomes et de molécules simples, du fait de la photodissociation d'espèces plus complexes et de la faible densité, limitant les possibilités de recombinaison. Les principales espèce que l'on peut rencontrer sont donc ⁴ : O, O₂, N, N₂, CO, CO₂, OH, H, H₂ (et tous les ions associés).

Dans les calculs concernant la méthode de détection de la couronne d'hydrogène, nous avons volontairement écarté les bandes moléculaires (mis à part le doublet UV de CO₂⁺), la raison étant que les transitions électroniques pour des niveaux moléculaires donnent naissance à des systèmes complexes de bandes vibrationnelles, réparties sur plusieurs dizaines ou centaines de nanomètres. Or, si l'on veut pouvoir calculer des contrastes, il est nécessaire de connaître la structure de ces transitions, c'est-à-dire la répartition des différents sous-niveaux vibrationnels au sein du spectre d'émission. Les sections efficaces de production des états excités sont généralement des grandeurs intégrées en longueur d'onde ; ou *a contrario*, lorsque l'on possède des sections efficaces absolues bande par bande, elles ne sont généralement connues que pour une énergie donnée. Or on le sait, le transport électronique conduit à une dégradation en énergie des électrons parcourant ainsi tout le spectre, de l'énergie incidente du flux suprathermique jusqu'à l'énergie des électrons thermalisés.

Cependant, comme on peut le voir sur la figure I, les bandes moléculaires sont une vraie chance pour la détection d'émissions thermosphériques d'exoplanètes. Le spectre solaire (ainsi

4. Je n'inclus pas ici les métaux, espèces largement minoritaires, mais dont les coefficients d'émission très élevés peuvent conduire à des émissions lumineuses intenses. C'est par exemple le cas du Sodium sur Mercure (Potter & Morgan, 1985 [102])

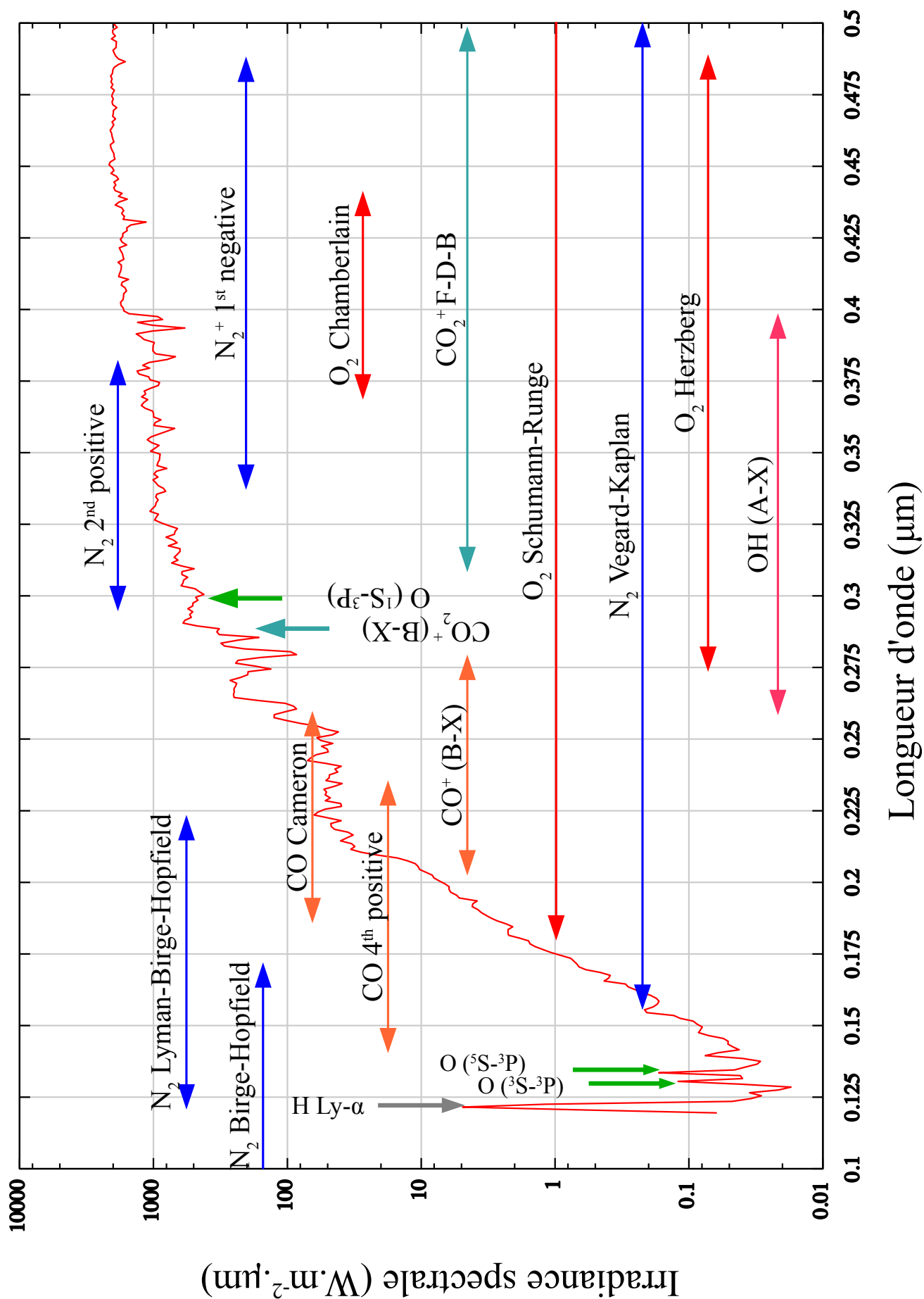


Fig. I : Émission lumineuses vs. spectre solaire

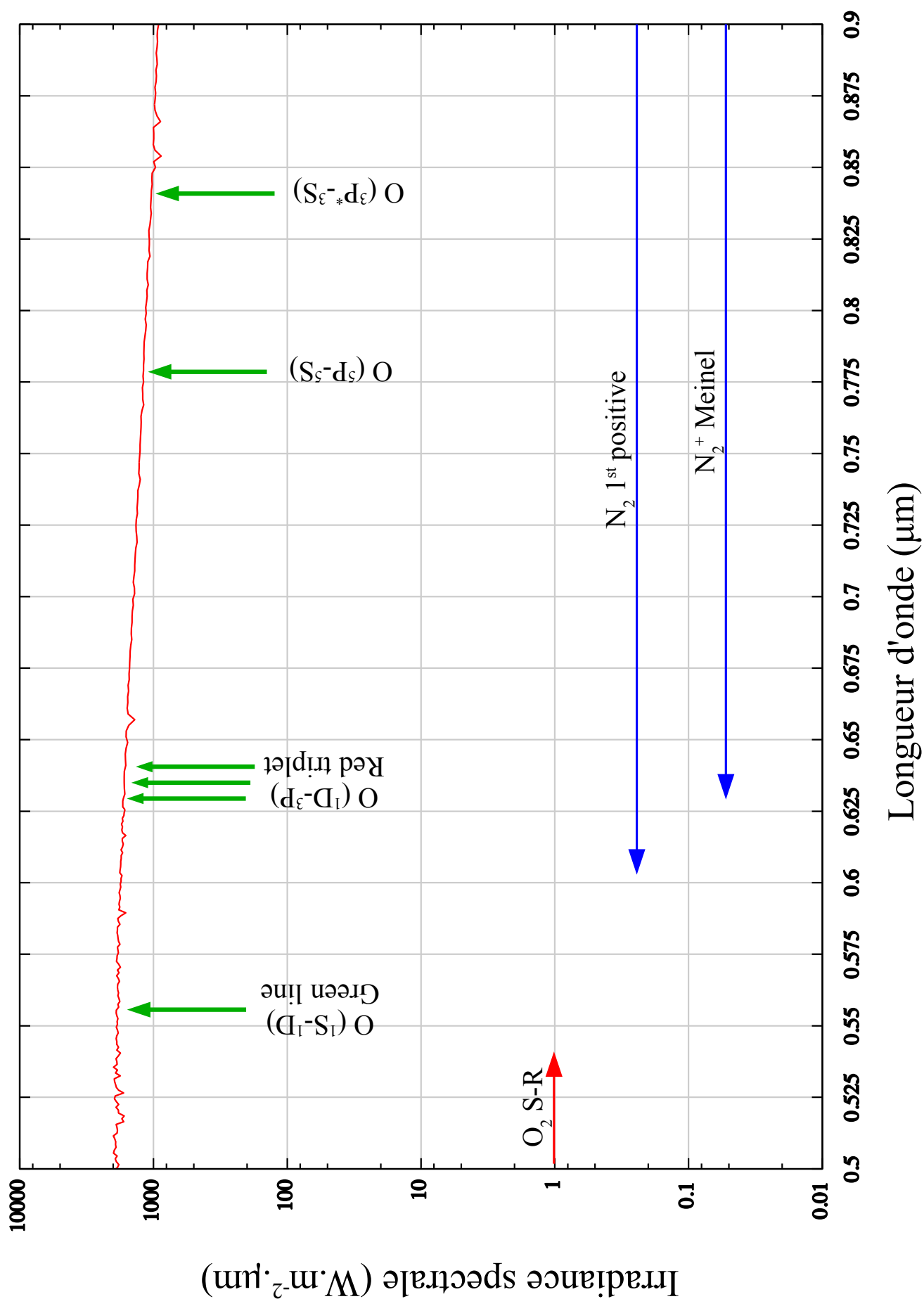


Fig. I (cont.) - : Émission lumineuses vs. spectre solaire

que celui des autres étoiles, en particulier les naines M actives) est dominé dans l'extrême UV (et jusqu'à environ 130 nm et les raies de l'oxygène) par les raies chromosphériques, émissions non thermiques. Après 130 nm, le spectre de corps noir commence à dominer jusque dans les micro-ondes (où les émissions moléculaires peuvent devenir beaucoup plus intenses que ce dernier, notamment dans les étoiles froides). On peut voir sur la figure I qu'entre 150 et 350 nm, l'irradiance spectrale du soleil augmente de 4 ordres de grandeur. Dès lors, les émissions lumineuses situées entre ces deux limites apparaissent comme les plus prometteuses (à condition qu'elles soient suffisamment intenses) pour une détection, puisque plusieurs ordres de grandeur peuvent être gagnés sur le contraste du simple fait d'une émission moindre de l'étoile hôte. Ceci est d'autant plus vrai pour les naines M, où le corps noir voit son maximum décalé vers le rouge, et est donc moins intense dans cette « zone de transition » entre les émissions chromosphérique et photosphérique.

Par ailleurs, les émissions moléculaires présentent deux autres avantages pour la détection. D'une part, un des facteurs limitant pour l'observation est le flux reçu. En effet le rapport signal sur bruit nécessaire à une observation est d'autant plus grand que le contraste que l'on veut atteindre est faible. Ce rapport signal sur bruit étant déterminé par la racine carrée du nombre de photons collectés, on comprend que plus le flux collecté par l'instrument est important, plus il est aisé d'atteindre le rapport signal sur bruit désiré. Puisqu'ils couvrent une large partie du spectre, les systèmes de bande moléculaires présentent l'intérêt d'augmenter fortement le flux collecté par rapport aux raies atomiques isolées, et donc d'atteindre plus rapidement le rapport S/N nécessaire. Un autre intérêt d'avoir des bandes sur une large plage de longueurs d'onde vient de la possibilité d'utiliser des méthodes de détections sophistiquées, telles que la fonction d'inter-corrélation (*CCF* : “*Cross-correlation function*”). En effet, dans un article récent, Martins et al. (2013) [86] ont montré que l'utilisation de cette CCF permettrait de détecter le réfléchi stellaire de l'atmosphère d'une exoplanète (dans le visible) avec les instruments EXPRESSO (VLT) et le futur HIRES (E-ELT), avec des contrastes aussi bas que $10^{-4} - 10^{-5}$ entre la planète et l'étoile. L'utilisation de ce type de méthode sur des systèmes de bande moléculaire permettrait probablement d'améliorer les chances de détection d'émissions thermosphériques.

Les émissions les plus intéressantes en terme de détection sont donc les émissions de CO (4^{ème} positive, Cameron) pour les planètes dominées par le CO/CO₂ (type Vénus ou Mars), et celles de N₂ (Birge-Hopfield, Lyman-Birge-Hopfield, Vegard-Kaplan) et (dans une moindre mesure) O₂ pour les atmosphères de type terrestre. Il s'agit donc uniquement d'émissions moléculaires, pour lesquelles un travail expérimental et/ou théorique est nécessaire, afin de pouvoir prendre correctement en compte la distribution d'intensité des bandes.

Par ailleurs, souhaitant donner une coloration plus expérimentale à ma thèse, j'ai décidé de m'intéresser pour la fin de celle-ci à la Planeterra, dispositif dont la description ainsi que celle du travail réalisé font l'objet des chapitres suivants.

Acte III

La Planetterrella

La Planeterrella : histoire et description de l'expérience

D'après les résultats précédemment exposés de notre expédition des aurores boréales, il semble qu'il doive y avoir un intérêt considérable à examiner quels phénomènes on observera en exposant un globe magnétique à des radiations cathodiques dans de l'air raréfié.

Kristian Birkeland.

LA PLANETERRELLA est un dispositif expérimental à visée pédagogique dont le but est de simuler divers processus d'interactions ayant lieu entre les plasmas d'objets célestes magnétisés (étoile, planète, satellite), en particulier le phénomène des aurores polaires. Elle a vu le jour à la fin des années 2000, sous l'impulsion de Jean Lilensten au laboratoire de Planétologie de Grenoble. Il s'agit d'une évolution d'une expérience de la fin du XIX^e siècle imaginée par le physicien norvégien Kristian Birkeland.

Bien qu'il s'agisse à la base d'une expérience de vulgarisation permettant de communiquer auprès du grand public sur la *space weather*, « nouvelle discipline » s'intéressant aux environnements spaciaux des planètes et à l'effet du Soleil sur ces derniers¹, nous avons voulu savoir s'il était possible d'en faire une expérience scientifique d'intérêt pour la recherche. Les résultats des expériences menées sur la Planeterrella seront présentés au chapitre suivant. Le présent chapitre a pour but de décrire l'expérience en elle-même.

Dans une première partie, je décrirai succinctement l'historique du dispositif, de la Terrella de Birkeland jusqu'aux Planeterrella actuelles. Puis nous nous intéresserons aux caractéristiques techniques de la Planeterrella, ainsi qu'aux différentes configurations accessibles. Une description succincte du phénomène des aurores boréales y sera donnée, afin de clarifier le propos. À noter que la description de l'expérience, tant d'un point de vue historique que technique a été donnée dans deux articles qui lui sont consacrés [73, 74] ; de la même manière, une description des différentes configurations est disponible sur le site internet de la planeterrella (<http://planeterrella.obs.ujf-grenoble.fr/>) et dans la thèse de Guillaume Gronoff [41]. Aussi, seul un bref rappel sera donné ici. Enfin, la dernière partie sera consacrée aux améliorations techniques à apporter (ou en cours de réalisation), notamment afin de mieux caractériser l'expérience.

1. L'europe, suite au meeting COST 724 de 2003, s'est doté d'une définition précise de la « météorologie de l'espace » : “*Space weather is the physical and phenomenological state of natural space environments. The associated discipline aims, through observation, monitoring, analysis and modelling, at understanding and predicting the state of the sun, the interplanetary and planetary environments, and the solar and non-solar driven perturbations that affect them; and also at forecasting and nowcasting the possible impacts on biological and technological systems*”. Cette définition a été traduite dans 56 langues, et affichée sur la place Reine Astrid à Anvers lors de la 10^e édition de l'*European Space Weather Week* sur un grand poster baptisé « Mur de la paix ».

6.1 Historique : de la Terrella à la Planeterrella

La deuxième moitié du XIX^e siècle jusqu'au début du XX^e a constitué l'âge d'or de l'étude des décharges dans les gaz raréfiés. De très nombreuses études ont été menées pendant cette période sur les « rayons cathodiques », nom donné au phénomène lumineux observé dans un tube à décharge, avant la découverte de l'électron par J.J. Thomson en 1897. Parmi les grands noms de l'étude de ces phénomènes tels que Thomson justement, mais aussi Crooks, Hertz ou Perrin, il en est un moins célèbre en France² : il s'agit de Kristian Birkeland, physicien norvégien né à Kristiania (aujourd'hui connue sous le nom d'Oslo) en 1867 et expérimentateur hors pair.

Le livre de Paul Villard « Les rayons cathodiques » constitue une excellente monographie de l'étude des rayons cathodiques à cette époque [140]. Je ne résiste pas au plaisir de reproduire ici un court extrait de cet ouvrage, tant il décrit à la fois ce que l'on peut observer dans la Planeterrella, et le contexte dans lequel Birkeland réalisa ses travaux : « *Lorsque la pression du gaz contenu dans l'appareil, de l'air par exemple, est réduite à 1 centimètre de mercure environ le passage du courant d'une bobine d'induction (ou d'un transformateur) se traduit par les apparences suivantes : une colonne lumineuse rouge violacé, sorte d'étincelle d'aspect nébuleux, de la grosseur d'un crayon, part de l'électrode positive ou anode et se termine par un affaiblissement progressif à une petite distance de l'électrode négative ou cathode. C'est la lumière positive. Cette étincelle diffuse est sensible au champ magnétique : elle s'infléchit, au voisinage d'un aimant, comme le ferait un conducteur flexible parcouru par un courant [...]* ».

Birkeland étudia principalement l'effet des champs magnétiques sur les rayons produits dans des tubes de Crooks. En 1896 il publie un article fondateur, « Sur les rayons cathodiques sous l'action de forces magnétiques intenses » [13], dans lequel il donne notamment sa théorie des aurores boréales comme conséquence dans l'entrée de rayons cathodiques émis par le soleil et capturés par le champ magnétique terrestre dans l'atmosphère de cette dernière. À partir de 1901, il construit un nouvel appareil constitué d'un canon à électron et d'une sphère magnétisée placée dans le vide : c'est la naissance de la *Terrella* (ou « petite Terre »). Birkeland construisit par la suite plusieurs exemplaires de sa Terrella afin de prouver sa théorie des aurores. La figure 6.1a montre le physicien devant l'une de ses Terrella.

En 1996, Terje Brundtland, un ingénieur de l'université de Tromsø en Norvège, restaure la plus grosse des Terrella de Birkeland, qui devient accessible au public à l'Observatoire Auroral de Tromsø à la fin des années 1990. C'est à la suite d'une visite dans cet observatoire que Jean Lilensten décide avec quelques collègues de construire une version modernisée de la Terrella. Les principales améliorations apportées (au delà de la plus grande facilité à produire du vide ou des hautes tensions avec les technologies actuelles) consistent en l'augmentation du nombre de sphères (deux au lieu d'une) ainsi qu'au fait de poser les sphères sur des pieds en plexiglas (au lieu de les suspendre), rendant le dispositif beaucoup moins fragile et beaucoup plus flexible. La figure 6.1b montre Jean Lilensten et son ancien thésard Cyril Simon-Wedlund devant une des dernières versions de la Planeterrella.

6.2 La Planeterrella : dispositif expérimental

Le dispositif expérimental a connu quelques modifications au cours des années, principalement pour des raisons de praticité en vue de démonstrations grand public à large audience. La figure 6.2 montre une photographie de la version III, où sont identifiés les principaux éléments. La figure 6.3 présente une vue axonométrique de l'enceinte à vide.

2. À noter que ce n'est pas forcément le cas partout, puisque google lui dédie son *doodle* du 13 décembre 2013, pour le 146^e anniversaire de sa naissance ! Dans un registre moins glorieux, Birkeland est aussi le nom d'une série de meubles chez IKEA...

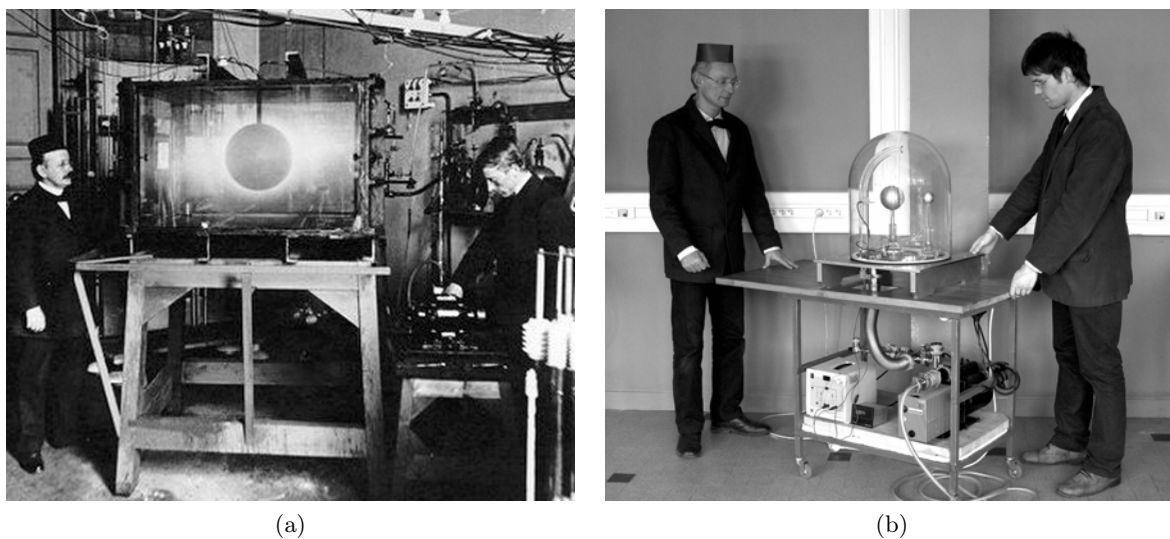


Figure 6.1 – (a) Birkeland devant l'une de ses Terrella en 1913 (probablement accompagné de son étudiant Lars Vegard). Source : Universitetet i Oslo 1911–1961. Vol. I (b) Jean Liliensten et Cyril Simon-Wedlund, rejouant la scène un siècle plus tard. ©Planeterrella

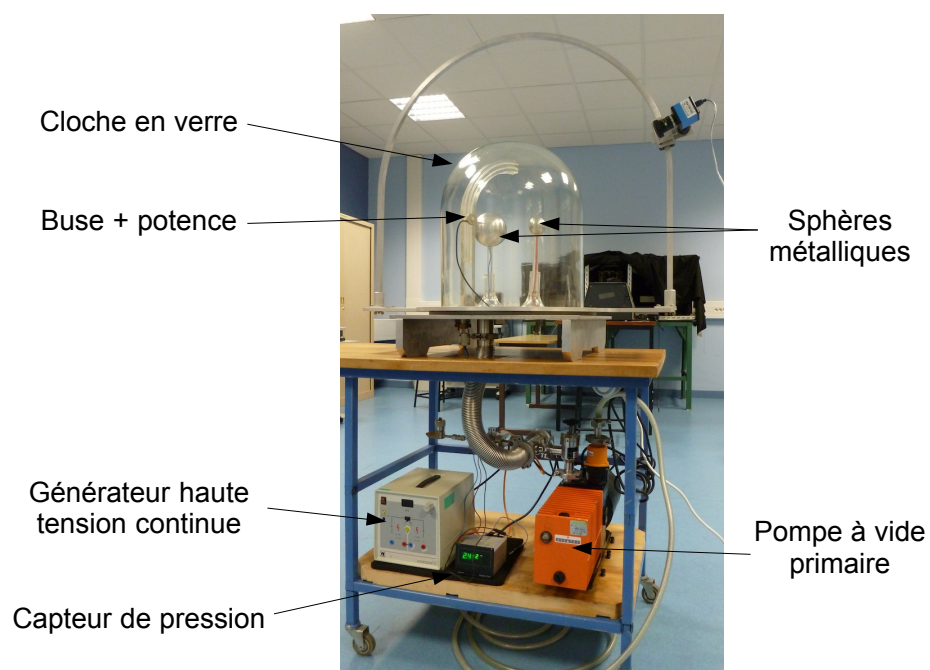


Figure 6.2 – Photographie du dispositif expérimental. Les principaux éléments du montage sont identifiés.

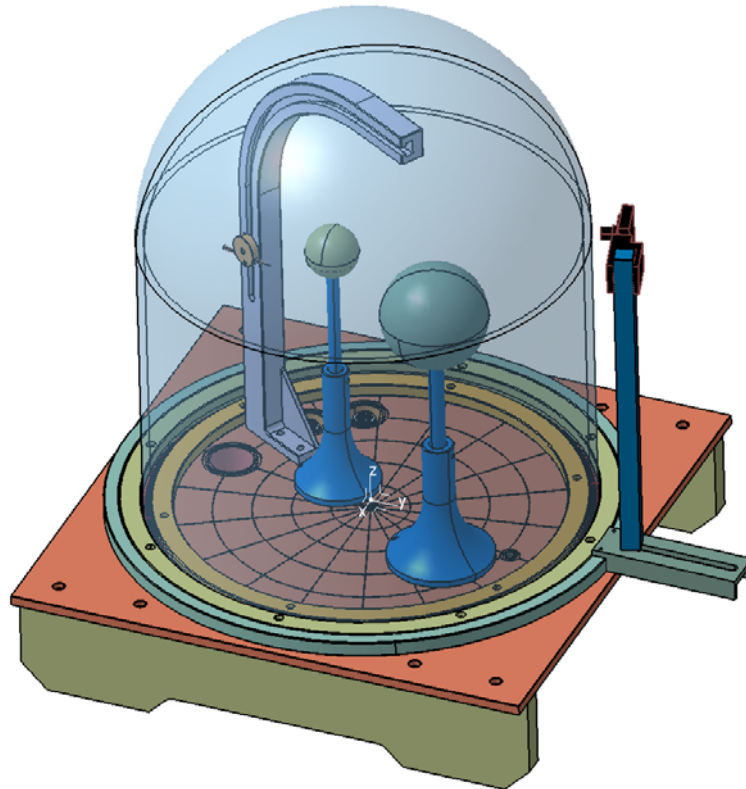


Figure 6.3 – Représentation axonométrique de l'enceinte à vide. On identifie clairement les deux sphères métalliques posées sur les socles en plexiglas, la buse mobile sur sa potence et la cloche en verre. Les trous visibles sur la platine permettent notamment l'échappement d'air et le raccord électrique.

Compact, le dispositif est constitué d'une cloche à vide posée sur une platine en aluminium (via un joint torique). Celle-ci est percée pour pouvoir être connectée par un flexible à une pompe à vide primaire (pompe à palettes) permettant d'obtenir un vide de l'ordre de 5.10^{-3} mbar, soit 0,5 Pa. Une tubulure réalise la jonction entre le flexible et la pompe, permettant des accès à l'enceinte, afin de pouvoir réaliser des mesures de pression, ou encore de poser un passage de fibre optique dans le but de faire des mesures spectroscopiques dans l'UV (le verre de la cloche filtrant ces longueurs d'onde). Un système spécifique au vide permet de réaliser la jonction électrique entre les sphères et la buse à l'intérieur de l'enceinte, et le générateur situé à l'extérieur et délivrant une haute tension (jusqu'à quelques kV) pour un faible courant (entre 0,1 et 1 mA). Enfin, notons que pour les démonstrations grand public, un arceau a été posé sur le dispositif, avec possibilité de déplacer une caméra CCD couleur tout autour du dispositif.

Le principe de l'expérience est le suivant : après avoir fait le vide dans l'enceinte, on impose une différence de potentiel de quelques centaines de Volts entre deux éléments (entre la buse et une sphère, ou entre les deux sphères). Lorsque la pression est suffisamment basse, des électrons sont extraits de l'élément relié au pôle moins (cathode) et accélérés sur une courte distance par le champ électrique dû à la différence de potentiel. Les électrons énergétiques se déplacent vers le pôle plus (anode), ionisant le gaz raréfié sur leur passage, et créant un plasma peu dense entre les deux électrodes. Ce plasma permet de fermer le circuit électrique entre la cathode et l'anode : c'est la décharge, telle qu'elle a lieu dans un tube à décharge (tube de Crooks). L'apport du système vient de la présence d'aimants permanents en terre rare à l'intérieur des deux sphères, créant un champ dipolaire dont l'intensité est de l'ordre de 0,5 T à 0,5 cm de la surface des sphères [73]. Ce champ magnétique a pour effet de défléchir le chemin des électrons, permettant notamment de les mettre en rotation autour des sphères.

La grande souplesse du système vient entre autres du fait que la « magnétisation » se fait à l'aide d'aimants droits placés dans les sphères creuses, ce qui permet de créer toutes les configurations magnétiques dipolaires imaginables (rotation totalement libre des aimants).

Aurora in a nutshell

Cet encart a pour but de présenter très succinctement les concepts à la base de la formation des aurores polaires (boréales et australes). Pour une description plus complète, on pourra se référer à des ouvrages spécialisés [72].

La figure 6.4 est une représentation schématique en coupe de la magnétosphère terrestre, i.e. de la zone d'influence du champ magnétique terrestre. On peut voir que celui-ci correspond à un champ dipolaire, comprimé en amont côté soleil par le vent solaire. La limite d'influence du champ magnétique terrestre est la magnétopause, caractérisée du côté jour par une zone de choc ("bow shock").

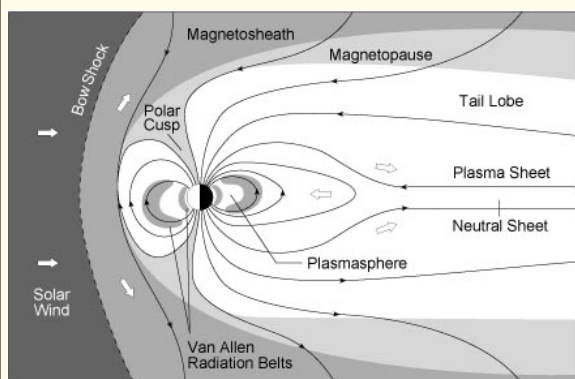


Figure 6.4 – Représentation schématique de la magnétosphère terrestre. ©Pr Kenneth R. Lang, Tufts University

Le côté aval est lui plus étendu, avec un feuillet de plasma dans lequel parviennent à pénétrer les électrons du vent solaire. Lors de reconnections magnétiques, des électrons du côté nuit sont ramenés vers la Terre, puis captés par les lignes de champ magnétiques : il spiralent alors jusqu'à l'un des deux pôles, où ils interagissent avec l'atmosphère terrestre, créant les aurores polaires. La latitude à laquelle les électrons précipitent dépend du lieu de la reconnexion, mais se situe généralement entre 60 et 80° (pour l'hé-

misphère Nord). Le champ magnétique formant une « coquille » en trois dimensions, la zone d'interaction entre les électrons et l'atmosphère dessine un cercle imparfait appelé *oval auroral*. Ce dernier est clairement visible sur la figure 6.5.

Ces aurores, dites discrètes, se déroulent durant des périodes de fortes perturbations magnétiques, appelées *sous-orages magnétiques*. Lors des périodes calmes, les électrons et les protons énergétiques sont stockés dans deux zones formant des « coquilles » autour de la Terre appelées ceintures de radiation, ou *ceintures de Van Allen*. Enfin, une dernière caractéristique remarquable est la présence de *cornets polaires* ("polar cusp") qui correspondent à des zones de reconnexion magnétique directe (lignes ouvertes) avec la *magnétogaine* ("magnetosheat"). Les électrons présents dans cette zone (issus du vent solaire) étant généralement peu énergétiques (de l'ordre de 0,5 eV), les particules qui pénètrent dans les cornets polaires sont absorbées très haut dans l'atmosphère, et ne forment que très rarement des aurores visibles.

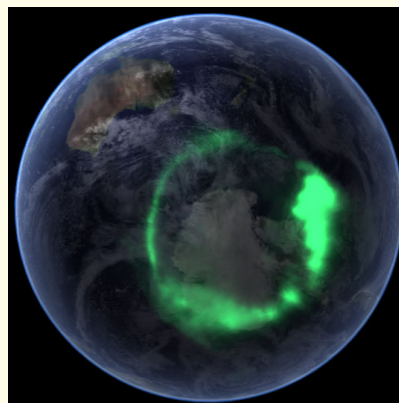


Figure 6.5 – Photo composite montrant l'oval auroral austral suite à une forte éruption solaire, le 11 Septembre 2005. Crédits : NASA

6.3 Les différentes configurations

Cette section décrit les différentes configurations accessibles avec la Planeterrella et régulièrement expliquées au grand public. L'intégralité de ces configurations est décrite sur le site internet de la Planeterrella.

6.3.1 Les configurations de Birkeland

Avec la buse et l'une des deux sphères, on peut réaliser deux configurations, toutes deux obtenues par Birkeland.

Buse à la cathode, petite sphère à l'anode C'est la première configuration obtenue par Birkeland, celle qui lui a permis de visualiser les ovales auroraux. La buse fait office de canon à électrons, et joue le rôle du Soleil (ou plus précisément du vent solaire). Les électrons sont extraits de la buse et accélérés vers la petite sphère, autour de laquelle ils commencent à tourner, sous l'effet du champ magnétique dipolaire. Si la pression est relativement élevée, cette zone de stockage similaire aux ceintures de Van Allen (voir encadré ci-avant) est visible. À plus basse pression les électrons, au gré des collisions, sont dirigés vers les pôles en suivant les lignes de champ magnétiques. Les ovales sont visibles sur la figure 6.6a.

Buse à l'anode, petite sphère à la cathode Dans cette configuration, les électrons sont émis depuis la petite sphère, où ils sont rabattus par le champ magnétique sur l'équateur, créant un anneau de courant très lumineux ; dans cette configuration, la buse n'a pas de représentation d'un point de vue astrophysique, elle ne sert qu'à fermer le circuit. L'anneau de courant est visible sur la petite sphère de la figure 6.6b (dans une configuration à deux sphères), sur laquelle on peut voir les ovales sur la grosse sphère (l'aimant à l'intérieur étant incliné d'une vingtaine de degrés). Birkeland avait faussement interprété cette configuration comme une explication des anneaux de Saturne [14].

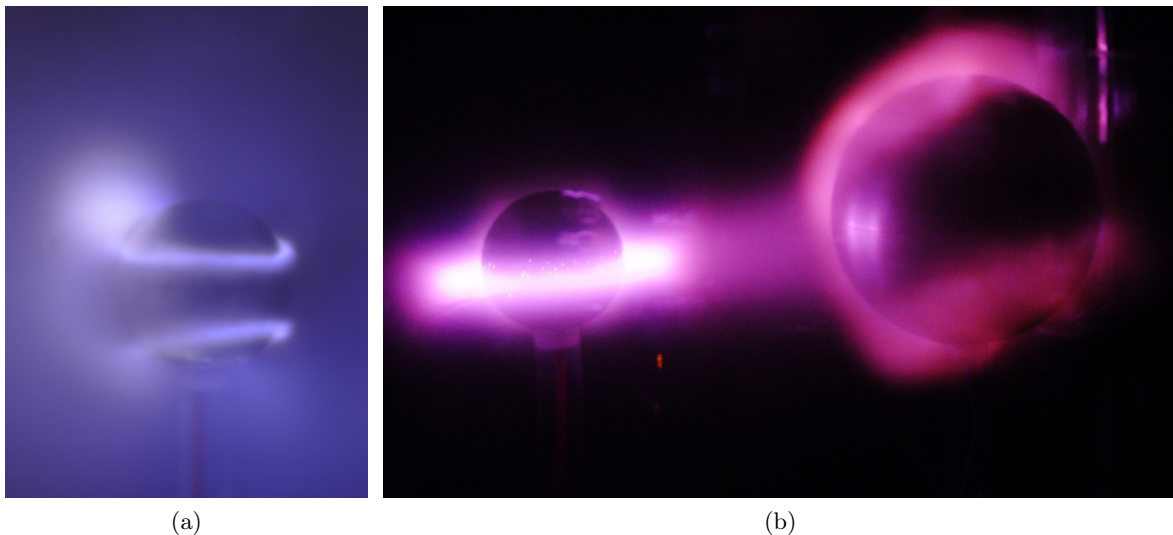


Figure 6.6 – (a) Les ovales auroraux, bien visibles sur la petite sphère. Ils se forment à basse latitude, du fait de l'intensité de l'aimant à l'intérieur de la sphère. (b) Configuration avec la petite sphère en cathode et la grosse sphère en anode. On voit nettement l'anneau de courant sur la petite sphère, tandis que les ovales auroraux se dessinent sur la grosse sphère.

6.3.2 Les configurations Planeterrella

L'intérêt principal de la Planeterrella réside dans la possibilité de pouvoir simuler un plus grand nombre de cas d'intérêt astrophysique que dans la Terrella de Birkeland, en réalisant des décharges entre deux boules magnétisées. Ces configurations peuvent être vues comme représentant une étoile et une exoplanète en orbite serrée, ou encore une interaction entre une planète et un satellite possédant un champ magnétique (comme c'est le cas de Ganymède et Jupiter dans le système solaire).

Petite boule à la cathode, grosse boule à l'anode C'est la configuration visible sur la figure 6.6b. La petite sphère agit comme une étoile fortement magnétisée, avec un anneau de courant ; elle envoie des électrons vers la grosse sphère, qui montre alors des ovales auroraux (à basse pression) et/ou une ceinture de Van Allen (à plus haute pression).

Petite boule à l'anode, grosse boule à la cathode C'est la situation inverse. cette fois, la grosse boule est l'étoile, et la petite la planète. La petite sphère présente à nouveau des ovales ou une ceinture. L'intérêt de cette configuration réside surtout dans les structures visibles sur la grosse sphère. En effet, comme le champ magnétique est moins intense à sa surface que dans la petite sphère, les électrons ne sont pas rabattus sur l'équateur, mais occupent un espace plus grand. Ce cas est présenté Fig. 6.7a : on y voit une représentation assez fidèle de la couronne solaire (les processus de chauffage, et donc la température, en moins). Notamment, on peut voir en haut à droite la présence d'un *trou coronal*, caractéristique visible sur le soleil lorsque celui-ci présente un champ dipolaire (Fig. 6.7b).

Visualisation des cornets polaires et du bow shock Deux caractéristiques de l'interaction Soleil-Terre simples à visualiser sur le Planeterrella sont le cornet polaire et la zone de choc. Le premier (cf. encart) correspond aux zones de reconnexion magnétique des lignes ouvertes côté jour : les électrons émis par le Soleil (ici la grosse sphère) sont directement captés par les lignes de champ de la terre (ici la petite sphère), et précipitent près du pôle magnétique. Il est bien visible sur la figure 6.7c, formant un point très lumineux en bas à droite de la petite sphère. La ligne de champ correspondant, reliant la petite sphère à la grosse (et figurant le chemin des électrons) est aussi visible. Le *bow shock* quant à lui représente une zone de terminaison entre le champ magnétique interplanétaire et le champ magnétique terrestre (Fig. 6.4). Il est bien visible sur la figure 6.7c, formant une sorte de feuillet rougeâtre entre les deux sphères.

6.3.3 Limitations

Si les processus à la base de la formation des aurores (champs magnétiques, formation d'un plasma) sont les mêmes dans la magnétosphère terrestre et dans la Planeterrella, cette dernière possède un certain nombre de limitations (inhérente à toute modélisation) qui invite à la prudence lors de l'interprétation des images. En effet, si les configurations visibles dans la Planeterrella « dessinent » des structures semblables à celles que l'on peut voir dans la réalité, les processus physiques mis en jeu ne sont pas forcément les mêmes.

Une première limitation vient des échelles mises en jeu, et qui ne sont pas du tout respectées dans l'expérience. Par ailleurs, une différence fondamentale entre la Planeterrella et l'environnement terrestre est l'absence de gradient de pression. Celle-ci est en effet constante dans toute l'expérience, alors que la densité du gaz décroît exponentiellement dans la haute atmosphère terrestre. Ainsi, les ceintures de radiations sont très faciles à visualiser dans la planeterrella lorsque la pression est relativement élevée (~ 100 Pa) ; la physique à l'origine de leur formation dans la réalité est bien plus complexe, et ce ne sont pas des zones d'émissions lumineuses, étant donné qu'elles se forment au-delà de l'atmosphère. Aussi les ovales ne sont

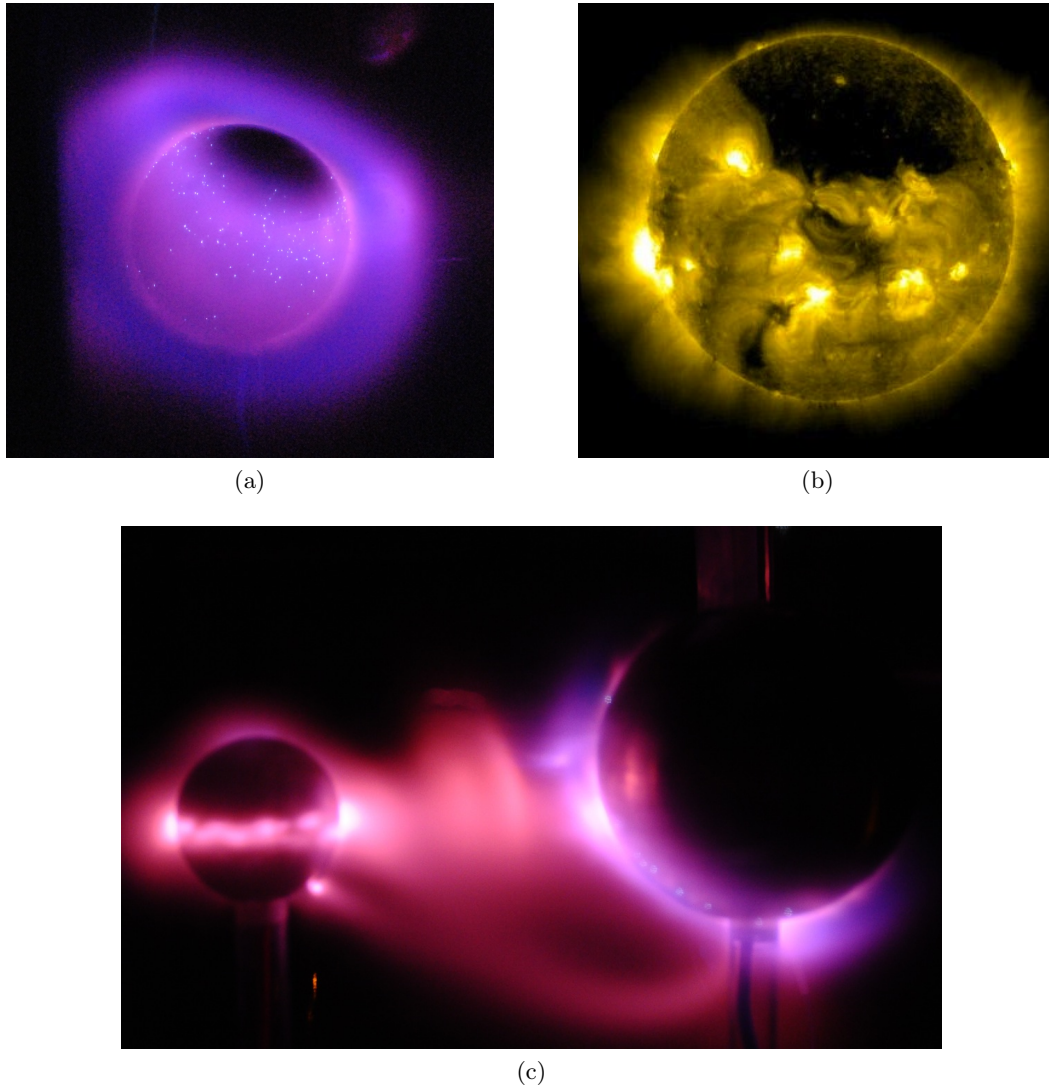


Figure 6.7 – (a) La grosse sphère en configuration « étoile ». La lumière provenant du gaz ionisé autour de la sphère dessine un analogue de la couronne solaire. Un trou coronal est bien visible en haut à droite, indiquant la direction du Nord magnétique. (b) Un trou coronal géant couvrant tout le pôle nord du soleil, capturé par le satellite SOHO le 18 Juillet 2013. Crédits : ESA&NASA/SOHO. (c) Visualisation du cornet polaire (en bas à droite de la petite sphère) et de la zone de choc entre les deux champs magnétiques.

visibles dans la Planetterella que lorsque la densité devient suffisamment faible, et que la majorité des électrons interagit avec le gaz au niveau des pôles ; le déclenchement des aurores est plus complexe (phénomènes de sous-orages magnétiques), et leur visibilité est principalement due au fait que l'atmosphère devient plus dense à mesure que les électrons se rapprochent de la surface.

Une autre limitation importante vient du processus d'accélération des électrons. En effet, ceux-ci ne sont dirigés d'une sphère vers l'autre que du fait de la présence d'une différence de potentiel entre les deux, et donc de la présence d'un champ électrique. Si celui-ci est très important uniquement près de la cathode (il devient principalement écranté passé la sphère de Debye, soit après quelques millimètres), un faible champ près de l'anode amène parfois à des structures étranges, sans réels équivalents dans le cas terrestre. La méthode d'accélération des électrons conduit aussi à voir très facilement les cornets polaires, quand ceux-ci sont invisibles la plupart du temps dans l'atmosphère de notre planète. En effet, les

électrons de la magnétogaine, peu énergétiques, précipitent directement dans l'atmosphère au niveau des lignes de champ ouvertes ; leur faible énergie ne leur permet pas de pénétrer profondément, et le peu d'énergie contenue dans ce flux d'électrons induit de très faibles émissions lumineuses dans ces régions. A contrario, tous les électrons sont accélérés de la même façon dans l'expérience. Ainsi, les électrons directement captés par le champ de la sphère à l'anode sont très énergétiques, et ils dessinent un cornet polaire très lumineux à sa surface.

Enfin, une dernière limitation concerne la spectroscopie des émissions lumineuses. En effet, la Planeterrella fonctionne principalement avec de l'air ambiant, permettant uniquement de voir les couleurs (violet et rouge) de l'azote moléculaire. La taille de l'enceinte pose un réel problème pour l'observation d'états métastables correspondant à des transitions interdites. Outre le fait qu'utiliser de l'oxygène atomique serait dangereux (du fait de son caractère explosif), il ne permettrait pas de voir les couleurs verte et rouge propres aux aurores. En effet, ces transitions interdites correspondent à des états excités métastables dont la durée de vie est comprise entre 1 et 110 secondes. Ainsi, même en produisant ces états excités, leur durée de vie trop longue conduirait invariablement à une désexcitation par quenching lors de chocs avec les parois (cloche ou platine).

6.4 Amélioration techniques (en cours ou à venir)

Une des améliorations du montage concerne la dynamique du système. En effet, l'oval auroral est lié au champ magnétique terrestre et tourne avec celui-ci (l'angle entre l'axe du champ magnétique de la Terre et son axe de rotation étant d'environ 11°). Afin de simuler cette dynamique, il est nécessaire de pouvoir faire tourner les sphères. Le problème principal consiste alors à pouvoir simplement accéder à l'intérieur de l'enceinte sous vide depuis l'extérieur. Le choix de l'utilisation de forces magnétiques s'est naturellement imposé. La solution technique retenue pour un premier prototype a consisté en l'ajout de deux aimants incrustés sous le pied en plexiglas de chaque sphère, pied dans lequel sont inclus des roulements à bille pour faciliter le déplacement et la rotation des sphères. Un bloc de deux aimants identiques (même séparation que sous le pied) permet alors d'exercer un couple magnétique, et de mettre en rotation la sphère. Il reste à installer prochainement un moteur afin d'automatiser la rotation. Une des principales contraintes vient du fait que l'expérience doit rester facilement et rapidement démontable et transportable.

Afin de pouvoir caractériser correctement le plasma, une des étapes consiste en la caractérisation électrique du dispositif. En effet, un simple caractéristique courant-tension permet de déterminer le type de décharge (normale, anormale) et permet de remonter aux caractéristiques globales du plasma (densité volumique de courant, ...). Le problème principal que nous avons rencontré est que cette caractéristique doit être tracée à résistance constante. Or, c'est bien le gaz contenu entre les électrodes qui définit la résistance. Ainsi, pour pouvoir travailler à résistance constante, il est nécessaire de pouvoir maintenir la distance entre les deux sphères et la pression dans l'enceinte constantes. Si la première obligation n'est pas contraignante, il n'en n'est pas de même de la seconde. En effet, dans sa forme actuelle, la Planeterrella présente trop de fuites pour pouvoir maintenir une pression constante dans l'enceinte. Les fuites au niveau de la Planeterrella viennent probablement de la jonction entre la cloche et la platine, au niveau du joint torique, l'ensemble de la tubulure étant constituée d'éléments standards conçus pour le vide. Lorsque l'origine de ces fuites sera clairement identifiée, et lorsque l'étanchéité aura été améliorée, il sera dès lors possible de mettre sur la tubulure une vanne microfuite, afin de gérer finement la pression à l'intérieur de l'enceinte. Ceci permettra par la suite de tracer la caractéristique courant-tension (ou plutôt, le réseau de caractéristiques pour un jeu de pressions donné), étape nécessaire de la métrologie du dispositif expérimental.

Enfin, une dernière étape plus complexe mais très intéressante consistera à remplacer les

aimants droits à l'intérieur des sphères par des électroaimants. La possibilité de faire varier la valeur du champ ouvre des perspectives très intéressantes, tout comme la souplesse qu'apporterai un tel dispositif (qui permettrait par exemple de simuler des reconnections magnétiques dynamiques, en inversant en temps réel la polarité d'un des deux aimants). Le problème majeur reste l'électrification dans le vide. Avec la haute tension à apporter pour créer la différence de potentiel, il faudrait un système parallèle de deux alimentations, tout en évitant les décharges et les arcs électriques involontaires. Par ailleurs, le soucis principal lié à l'utilisation d'électroaimants dans le vide vient des phénomènes de surchauffe des bobines (effet Joule), la pression trop faible limitant les échanges de chaleur. Enfin, toujours sur les notions d'électrification, une réelle amélioration, là aussi très complexe techniquement, consisterait à remplacer l'alimentation par des fils électriques par un système de balais et de collecteurs, permettant une souplesse totale, notamment lors de la rotation des sphères.

Bien que d'apparence simple, la Planeterrella est un dispositif riche sur lequel beaucoup d'études peuvent être réalisées, aussi bien d'un point de vue technique que sur un plan plus fondamental. J'ai pour ma part décidé de me concentrer sur la spectroscopie des émissions lumineuses visibles dans l'expérience, et qui font l'objet du chapitre suivant.

Spectroscopie UV-Vis de la Planeterrella

Chacun à ses lunettes ; mais personne ne sait au juste de quelle couleur en sont les verres.

Alfred de Musset.

MAINTEANT familiarisés avec la Planeterrella, intéressons nous à ses émissions lumineuses. J'ai en effet choisi de me concentrer sur l'analyse spectroscopique de l'expérience, dont l'intérêt est multiple. D'une part, elle permet de connaître et de caractériser les espèces émettrices, c'est à dire d'identifier les espèces présentes excitées et/ou créées lors de la mise sous tension. Il est par ailleurs intéressant de comparer le spectre obtenu avec des spectres d'aurores boréales, afin de voir si les mêmes émissions y sont observées, l'expérience se voulant à la base un « simulateur d'aurores boréales ». Enfin, la spectroscopie est une étape clé de la caractérisation du dispositif : en effet, un code Monte Carlo dédié à l'expérience a commencé à être implémenté, afin de simuler la trajectoire des électrons dans l'enceinte, et de pouvoir à terme simuler le spectre d'émission de la Planeterrella. Le travail présenté dans ce chapitre sera donc un test nécessaire pour vérifier la validité du code.

Ce chapitre est découpé comme suit : dans une première partie, je préciserai la structure électronique de N_2 , afin de pouvoir par la suite interpréter les spectres obtenus. Puis nous verrons les premiers spectres basse résolution obtenus, dont l'étude nous permettra entre autres d'analyser les émissions présentes, de différencier les émissions d'anode et de cathode ou encore d'intuiter l'effet de la pression sur les émissions lumineuses. La section suivante est dévolue à l'analyse détaillée du spectre à haute résolution ($R \sim 10000$). Enfin, nous nous intéresserons à deux cas particuliers étudiés avec l'expérience : un spectre à très basse pression, et un spectre obtenu après adjonction de dioxyde de carbone dans l'enceinte de l'expérience.

7.1 Structure électronique de N_2

Le but de cette section est de présenter succinctement les notions fondamentales relatives à la structure des molécules et qui président à la forme des spectres d'émission. Pour une description plus complète, on pourra se référer aux ouvrages de G. Herzberg [46, 47]. Nous partirons du cas général des molécules diatomiques pour nous intéresser ensuite plus particulièrement au diagramme d'énergie de l'azote moléculaire.

7.1.1 Niveaux d'énergie des molécules diatomiques

L'état énergétique d'un atome est représenté (au premier ordre, *i.e.* sans tenir compte des interactions de spin) par des « niveaux » énergétiques, directement liés à la distance entre

le noyau et les électrons de valence. Il n'en va pas de même pour les molécules, dont la représentation des états d'énergie est beaucoup plus complexe. En effet, en plus de l'énergie liée aux orbitales électroniques, il convient de rajouter le potentiel d'interaction nucléaire. De fait, les noyaux des deux atomes mis en présence (dans le cas d'une molécule diatomique) interagissent via un potentiel attractif à longue portée, et répulsif à courte séparation (répulsion coulombienne). Les noyaux vont alors pouvoir vibrer autour d'une position d'équilibre r_e . Le potentiel le plus simple pour décrire cette interaction est celui de l'oscillateur harmonique ; mais, s'il décrit relativement bien le puit du potentiel (c'est-à-dire pour des séparations proches de la distance d'équilibre), celui-ci ne permet pas de reproduire les états dissociatifs à grande séparation (on comprend en effet que lorsque la distance entre les deux noyaux devient suffisamment grande, ceux-ci ne sont plus en interaction : la molécule est dissociée). Le potentiel le plus couramment utilisé pour les molécules diatomiques est le *potentiel de Morse*, dont l'expression est :

$$U(r - r_e) = D_e(1 - e^{-\beta(r-r_e)})^2 \quad (7.1)$$

où D_e est la profondeur du puit de potentiel, et β une fonction des caractéristiques physiques de la molécule (masse, énergie de dissociation et fréquence de vibration). Ce potentiel est représenté Fig. 7.1 (en bleu), avec pour comparaison un potentiel harmonique (en vert).

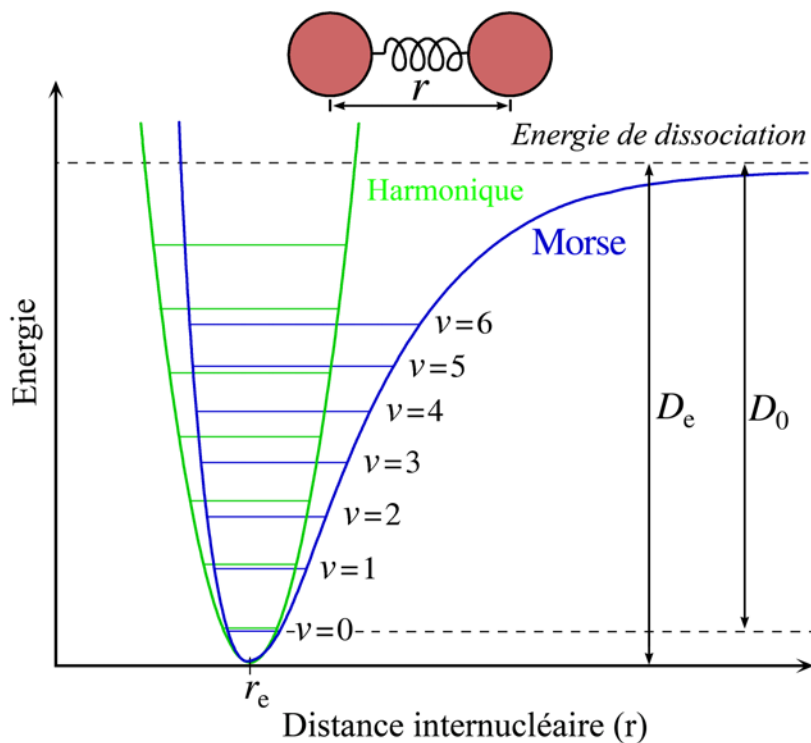


Figure 7.1 – Représentation schématique du pontentiel de Morse pour une molécule diatomique. On peut voir que le potentiel de Morse (bleu) et le potentiel harmonique ne coïncident qu'au fond du puit de potentiel. La grandeur D_e représente la profondeur du puit, tandis que D_0 est l'énergie de dissociation, *i.e.* D_e moins l'énergie vibrationnelle de point zéro. Source : wikipedia.fr

Enfin, il faut noter qu'en plus de vibrer selon l'axe internucléaire, les noyaux de la molécule diatomique ont la possibilité de tourner autour d'un axe passant par le centre d'inertie de la molécule. Il est donc nécessaire de rajouter une contribution de cette énergie rotationnelle à l'état énergétique de la molécule.

L'énergie totale de la molécule s'écrit donc $E = E_e + E_v + E_r$. Dans cette écriture, E_e , pourtant désigné comme l'énergie électronique d'un niveau donné correspond en fait à la somme

$E^{el} + V_n$ de l'énergie électronique et du minimum du pontentiel d'interaction nucléaire pour un état électronique stable donné. Par convention, cette grandeur vaut 0 pour l'état fondamental de la molécule. En effet, le pontentiel de Morse représente l'interaction vibrationnelle classique entre les noyaux : mais la vibration et la rotation dans les molécules sont régies par la mécanique quantique. Ainsi, les états d'énergie possibles ne forment par un continuum (comme le laisse penser le pontentiel de Morse), mais des états discrets, solutions de l'équation aux valeurs propres du Hamiltonien vibrationnel de la molécule. Ces états discrets sont représentés sur la figure 7.1 par des traits horizontaux à l'intérieur de la courbe de pontentiel, et indexés par leur nombre quantique vibrationnel ν . Le choix a donc été fait de désigner par « énergie électronique » d'un état le fond du puit de pontentiel correspondant à la somme de l'énergie électronique et du minimum du pontentiel vibrationnel de la molécule. Les énergies E_ν représentent alors l'excès en énergie de la molécule en vibration par rapport à ce minimum. Enfin E_r représente l'énergie rotationnelle, elle-même quantifiée.

En notation spectroscopique, on représente plus généralement cette équation énergétique en termes spectraux, c'est-à-dire que l'équation $E = E_e + E_\nu + E_r$ devient $T = T_e + G(\nu) + F_\nu(J)$, où ν et J sont les nombres quantiques de vibration et de rotation. Ces termes spectraux sont donnés par le modèle du « rotateur vibrant » (*“vibrating rotator”*) et s'écrivent :

$$G = \omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots \quad (7.2)$$

$$F = B_\nu J(J+1) - D_\nu J^2(J+1)^2 + \dots \quad (7.3)$$

ω_e , $\omega_e x_e$, $\omega_e y_e$ sont des constantes spectroscopiques (en cm⁻¹) propres à la molécule. B_ν et D_ν sont les constantes rotationnelles de la molécule dans l'état vibrationnel ν : elles correspondent à des corrections du rotateur rigide permettant de prendre en compte l'effet de la vibration. En pratique, pour des niveaux vibrationnels bas, les corrections sont faibles. En particulier, lorsque ν est petit (inférieur à quelques unités), $B_\nu \approx B_e$, où B_e est la constante de rotation de la molécule à la distance d'équilibre issu du modèle du rotateur rigide, soit

$$B_e = \frac{h}{8\pi^2 c I_e} = \frac{h}{8\pi^2 c \mu r_e^2} \quad (7.4)$$

où h est la constante de Planck, et $I_e = \mu r_e^2$ est le moment d'inertie de la molécule (avec μ la masse réduite).

La figure 7.2 représente de façon schématique la structure énergétique d'une molécule dans deux niveaux électroniques A et B . On voit bien alors apparaître dans chaque niveau électronique une structure en niveaux vibrationnels (notés par convention ν' dans l'état supérieur et ν'' dans l'état inférieur), chacun de ces sous-niveaux vibrationnels présentant lui-même une structure rotationnelle (niveaux J' dans l'état supérieur et J'' dans l'état inférieur). On comprend dès lors que toutes les transitions possibles entre ces différents sous-niveaux (régies par les règles de sélection quantiques) conduisent à un spectre d'émission beaucoup plus riche et complexe que les spectres atomiques.

7.1.2 Spectres rovibroniques des molécules

Les règles de sélection qui régissent le fonctionnement des transitions et président à la forme des spectres d'émissions des molécules sont complexes et nombreuses. Aussi, nous ne donnerons ici qu'une description rapide permettant une compréhension globale des spectres de vibration et de rotation. Une explication exhaustive des différents cas est donnée dans Herzberg, 1989 [46]. Des règles particulières de sélection ou de distribution seront rappelées lors de l'analyse des spectres dans les sections suivantes.

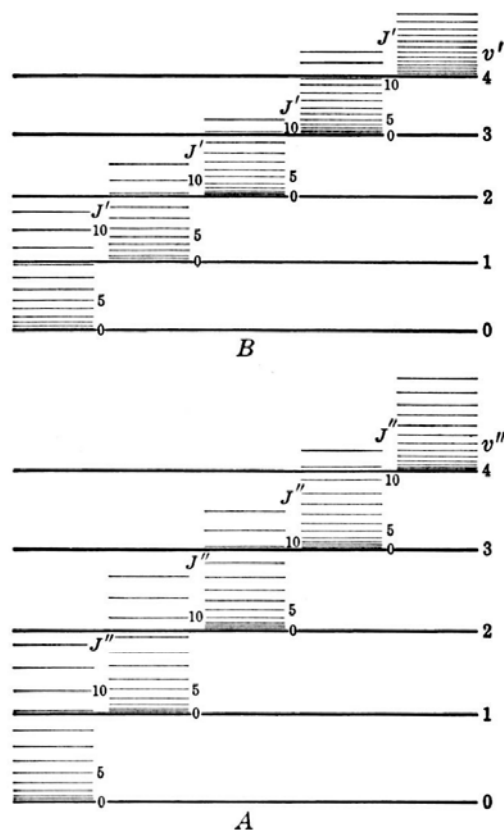


Figure 7.2 – Représentation schématisée des niveaux énergétiques d'une molécule diatomique. Les deux niveaux électroniques A et B laissent apparaître une structure vibrationnelle interne, elle-même structurée selon des niveaux croissants d'énergie rotationnelle. Tiré de Herzberg, 1989 [46]

Structure vibrationnelle des transitions électroniques

Sur la figure 7.2, on peut voir représentés différents niveaux vibrationnels de deux niveaux électroniques A et B , indicés par les nombres quantiques de vibration ν' pour l'état supérieur et ν'' pour l'état inférieur. La distribution d'intensité des différentes transitions suit le principe de Franck-Condon, qui suppose de manière très intuitive que le « saut » électronique dans une molécule prend place tellement rapidement comparé au mouvement vibrationnel que immédiatement après le saut, les noyaux ont approximativement la même position et la même vitesse qu'avant le saut. Ceci implique que, étant donné un niveau vibrationnel de l'état électronique supérieur, la transition sera d'autant plus facile que le niveau vibrationnel de l'état inférieur vers lequel retombe l'électron correspond à une distance internucléaire proche de celle de l'état initial.

Par ailleurs, la résolution du principe de Franck-Condon en terme de mécanique ondulatoire montre qu'il n'y a pas de règle de sélection stricte entre les niveaux vibrationnels : dès lors, toutes les transitions entre les différents sous-niveaux vibrationnels sont a priori autorisées (bien qu'avec des poids relatifs très différents). Ainsi, alors qu'une transition entre deux niveaux atomiques conduit à l'émission d'une raie (ou d'un multiplet), on s'attend pour une molécule à avoir un très grand nombre de « raies » correspondant aux différentes transitions possibles entre les sous-niveaux vibrationnels. Ces transitions sont identifiées par les nombres quantiques de l'état supérieur et de l'état inférieur notés entre parenthèses. Par exemple, la transition entre le niveau fondamental de chacun des états électroniques sera noté $(0,0)$. Le spectre ainsi obtenu est habituellement qualifié de *vibronique*.

Structure rotationnelle des bandes vibrationnelles

Le fait que les émissions moléculaires ne donnent pas naissance à des « raies », mais à des structures plus larges qualifiées de « bandes » est dû à la rotation de la molécule. La fréquence d'émission d'une bande est donnée par $\nu = \nu_e + \nu_\nu + \nu_r$, où la quantité $\nu_0 = \nu_e + \nu_\nu$ est constante pour une même transition vibronique. ν_r correspond à la fréquence de la transition entre deux sous-niveaux rotationnels. Toutes les transitions possibles pour une même fréquence ν_0 correspondent à une bande (« *single band* »), pour laquelle la distribution de fréquence est :

$$\nu = \nu_0 + F'(J') - F''(J'') \quad (7.5)$$

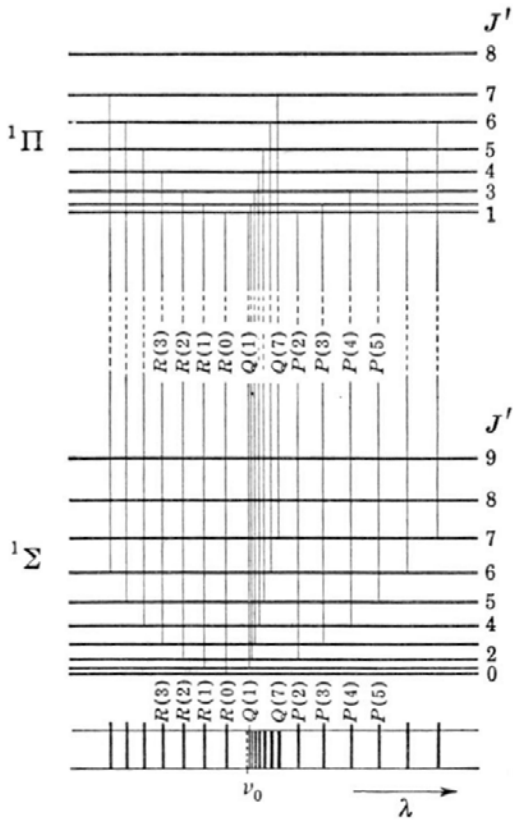
où F' et F'' sont les termes spectraux associés aux niveaux rotationnels J' (dans l'état supérieur) et J'' (dans l'état inférieur). La fréquence ν_0 est appelée « origine de la bande » (« *band origin* ») ou « *zero line* ».

Contrairement aux transitions vibrationnelles, les transitions rotationnelles répondent à des règles de sélection strictes. Ainsi, si l'un des deux états électroniques concernés dans la transition à un moment angulaire Λ différent de 0, les règles de sélection sur J sont :

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (7.6)$$

Si en revanche les deux états électroniques ont un moment angulaire nul (transition $\Sigma - \Sigma$), la transition rotationnelle avec $\Delta J = 0$ est interdite.

Figure 7.3 – Formation des branches P, Q et R (cas d'une transition ${}^1\Pi - {}^1\Sigma$). Tiré de Herzberg, 1989 [46]



On peut ainsi s'attendre à avoir deux ou trois séries de raies (« branches ») dont les nombres d'onde respectifs sont donnés par :

$$\text{Branche R : } \nu = \nu_0 + F'_\nu(J+1) - F''_\nu(J) = R(J) \quad (7.7)$$

$$\text{Branche Q : } \nu = \nu_0 + F'_\nu(J) - F''_\nu(J) = Q(J) \quad (7.8)$$

$$\text{Branche P : } \nu = \nu_0 + F'_\nu(J-1) - F''_\nu(J) = P(J) \quad (7.9)$$

La figure 7.3 montre la formation de ces trois branches dans le cas particulier d'une transition ${}^1\Pi - {}^1\Sigma$. Dans le cas d'une transition $\Sigma - \Sigma$ (qui nous intéressera tout particulièrement par la suite), seules les branches P et R sont formées. Dans ce cas en particulier, l'absence de transition $J' = 0 \rightarrow J'' = 0$ implique une absence de raie à la fréquence ν_0 , formant un « gap » qualifié de « *null gap* » ou « *zero-line gap* ». Enfin, notons une dernière caractéristique importante de ces transitions. Dans la plupart des cas, une des deux branches se retourne (*i.e.* l'écart entre les raies successives change de signe, ce qui implique que ces dernières passent par un extremum en longueur d'onde, avant de « rebrousser chemin »), donnant lieu à la formation d'une « tête de bande » (« *band head* ») conduisant à la structure très caractéristique des bandes d'émission moléculaire (cf. section 7.3.3). La tête de bande se forme dans la branche R si $B_{\nu'} - B_{\nu''}$ est négatif (*i.e.* si la constante de rotation du niveau vibrationnel ν' de l'état électronique supérieur est plus petite que celle du niveau vibrationnel ν'' de l'état électronique inférieur ; en pratique, cela signifie que la distance internucléaire dans l'état supérieur

est plus grande que dans l'état inférieur, ce qui implique un moment d'inertie plus grand, et par suite une constante de rotation plus faible (eq. 7.4)). La tête de bande se forme donc à plus courte longueur d'onde que l'origine de la bande, tandis que la branche P se développe vers les grandes longueurs d'onde : on dit que la bande est *dégradée vers le rouge* ("red degraded band"). Dans le cas contraire ($B_{\nu'} > B_{\nu''}$), la tête de bande se forme dans la branche P , et la bande est dite *dégradée vers le violet* ("violet degraded band").

7.1.3 Diagramme d'énergie de l'azote moléculaire

Pour finir cette section, laissons là les généralités sur les molécules diatomiques pour nous intéresser plus particulièrement à la structure de l'azote moléculaire N_2 et de son premier cation N_2^+ . En effet, la Planeterrella fonctionnant (la plupart du temps) avec de l'air ambiant, l'élément majoritaire dans l'enceinte est de l'azote moléculaire, et les couleurs visibles dans l'expérience lui sont imputables.

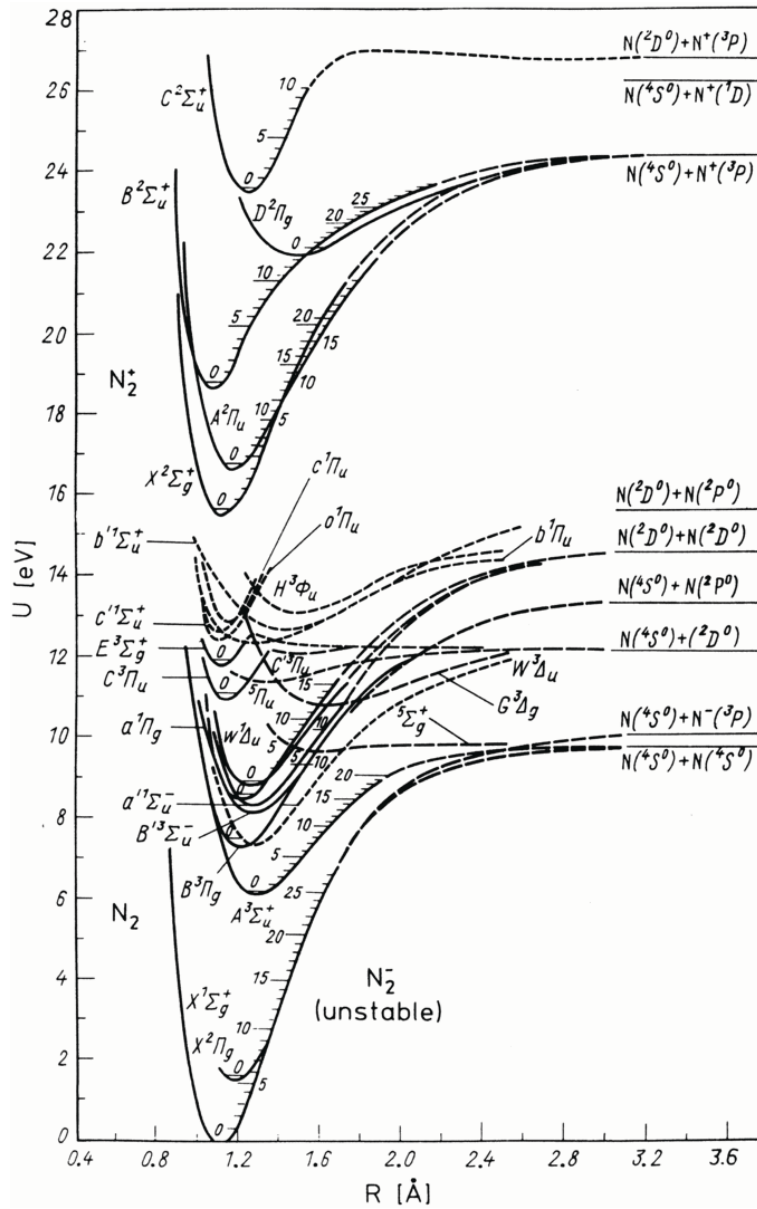


Figure 7.4 – Diagramme de Grotian de N_2 . Diagramme partiel présentant les principaux états responsables des transitions dans le visible et le proche infrarouge.

La figure 7.4 représente le diagramme de Grotian de la molécule, c'est-à-dire le diagramme des courbes de potentiel des principaux niveaux électroniques. La forme des courbes de potentiel correspond bien à des potentiels de Morse tels que présentés Fig. 7.1. Les premiers niveaux vibrationnels sont aussi représentés. L'intérêt de ce diagramme ici est double : d'une part, il permet de visualiser la complexité des niveaux électroniques d'une molécule diatomique dans un cas réel. D'autre part, il regroupe les principales données quantitatives permettant de caractériser les états d'intérêt : énergie du fondamental, énergie de dissociation, distance d'équilibre internucléaire,

Par ailleurs, ce diagramme est l'occasion de présenter les principales transitions auxquelles nous nous intéresserons dans l'analyse spectroscopique de la Planeterrella. Ces transitions, ainsi que toutes les grandeurs associées (longueurs d'onde des différentes transitions, structure électronique des niveaux, historique de la découverte et de l'analyse des différentes bandes) sont regroupées dans un article de review de Lofthus et Krupenie, 1977 [79], véritable bible de la spectroscopie de N₂. Nous retrouverons la plupart des systèmes décrits ci-après dans la section suivante dédiée à la spectroscopie basse résolution de l'air dans la Planeterrella.

Principales transitions de N₂

$A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$: Système de Vegard-Kaplan (5325-1250 Å) : Le système de Vegard-Kaplan est un système important de N₂ de par sa présence dans les aurores et dans l'*airglow* terrestre. Il correspond à la transition entre le premier état excité de l'azote moléculaire et le fondamental. L'état A^1 étant un état triplet et le fondamental un singulet, la transition est interdite, et les émissions résultantes présentent une intensité relativement faible (bandes les plus fortes dans l'UV).

$B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$: Première bande positive (25310-4780 Å) : La première bande positive² est la structure la plus proéminente du spectre de N₂. Elle s'étend du visible à l'infrarouge, et apparaît dans la plupart des décharges dans l'azote et dans l'air. Ce système consiste en un grand nombre de bandes dégradées vers le violet, avec de « multiples têtes » (du fait du recouvrement des branches *R*, *P* et *Q*).

$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$: Deuxième bande positive (5460-2680 Å) : Il s'agit à nouveau d'un système fort (transition autorisée) de N₂, présente dans la partie UV-visible du spectre. La « deuxième positive » est constituée d'une cinquantaine de bandes, toutes dégradées vers le violet.

Principales transitions de N₂⁺

$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$: Première bande négative (5870-2860 Å) : La première bande négative est une des structures les plus proéminentes du spectre de l'azote, que ce soit dans les aurores terrestres ou dans la Planeterrella. Comme il s'agit d'une transition $\Sigma - \Sigma$, seules les branches *P* et *R* sont développées, et les bandes d'émission, dégradées vers le violet, présentent une simple tête et un gap généralement très marqué.

$C^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$: Seconde bande négative (2230-1270 Å) : La seconde négative est un système de bandes de l'UV dégradées vers le rouge. Son intensité plus faible et sa position dans l'UV en font une bande plus difficile à observer que la première négative. Elle a

1. La notation spectroscopique des états électroniques des molécules est rappelé dans l'encart du chapitre 5, page 73.

2. La notion de « bande positive » et de « bande négative » est une survivance de l'époque de l'étude des rayons cathodiques. L'extrait de Villard cité au chapitre précédent fait une référence à une « lumière positive » visible au niveau de l'anode. Ces noms de lumière positive (« *positive glow* ») et lumière négative (« *negative glow* ») sont encore aujourd'hui utilisés pour décrire les décharges. La notion de bande positive ou négative fait simplement référence au fait que ces bandes sont majoritairement observées à la cathode ou à l'anode respectivement, comme on pourra le vérifier dans l'analyse des spectres basse résolution à la section suivante.

cependant la particularité d'être très sensible aux conditions de la décharge, notamment à la présence d'autres gaz, ou encore à la présence d'isotopes ^{15}N (*shift isotopique*).

$A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+$: Système de Meinel (17700-5500 Å) Le système de Meinel est le dernier système important de N_2^+ . Plus faible que les deux premiers, il est malgré tout très présent dans les aurores. Il se développe principalement dans l'infrarouge. Certaines bandes sont peut-être présentes dans le spectre de la Planeterrella (longueurs d'onde rouges), mais noyées dans la structure de la première positive de N_2 , plus intense et très complexe.

7.2 Spectroscopie basse résolution (air)

Dans cette partie, nous allons étudier les spectres basse résolution de l'air. Bien que l'on dispose d'un spectre haute résolution (qui sera analysé en détail dans la prochaine partie), les spectres basse résolution présentent plusieurs avantages. En effet, le spectre haute résolution a nécessité plusieurs jours pour être obtenu, et ce dans la configuration la plus lumineuse (« anneau de courant » stellaire à quelques dizaines de Pascals), et la reconstruction du spectre a nécessité de connaître les principales bandes. Les spectres basse résolution ont donc permis une première identification des bandes d'émission attendues, et ainsi facilité l'analyse du spectre haute résolution. Par ailleurs, le matériel utilisé permet de faire des spectres très rapidement (quelques secondes à quelques minutes) et dans des configurations variées.

Ainsi, nous verrons dans un premier temps les caractéristiques des spectromètres utilisés. Puis nous détaillerons les bandes remarquables présentes dans les spectres obtenus, avant de regarder quelques caractéristiques des décharges dans l'air.

7.2.1 Les spectromètres basse résolution

Les deux spectromètres à basse résolution utilisés sont l'OceanOptics RedTide USB650 et l'OceanOptics USB2000+. Il s'agit de deux spectromètres à fibres tout intégré de chez OceanOptics, dont l'utilisation *plug and play* les rend très modulables. L'utilisation de deux spectromètres est justifiée par des couvertures en longueur d'onde et une résolution différentes. Leurs caractéristiques principales sont :

USB650 Il s'agit d'un spectromètre UV-visible couvrant la gamme de longueur d'onde 200-850 nm. Le détecteur est une barrette CCD de 650 pixels. Il a l'avantage d'être sensible dans l'UV ce qui permet, avec l'utilisation d'une fibre à l'intérieur de la Planeterrella et d'un passage de fibre dans la tubulure, d'étudier les émissions à des longueurs d'onde coupées par le verre de la cloche. Il est par ailleurs bien étalonné en longueur d'onde, ce qui permet une première identification précise des raies. Il souffre en revanche d'une résolution médiocre (~ 2 nm FWHM, soit un pouvoir de résolution R de l'ordre de 250) et d'une dynamique faible (avec un nombre de coups max par pixel de l'ordre de 4000).

USB2000+ L'USB2000+ est le parfait complément du précédent, puisqu'il couvre la plage de longueur d'onde 350-1000 nm. Le détecteur CCD est une barrette de 2048 pixels, avec une dynamique beaucoup plus importante (~ 60000 coups/px). La résolution est un peu meilleur que pour le précédent ($R \sim 500$), et l'analyse d'une lampe spectrale de référence au mercure montre un offset d'environ 1 nm dans la calibration.

La fente d'entrée du spectromètre mesure dans les deux cas $25 \mu\text{m}$. Suivant la gamme de longueur d'onde couverte, on reconnaîtra par la suite aisément le spectromètre utilisé. La majorité des spectres présentés par la suite ont été obtenus avec l'USB 2000+, qui permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. L'USB 650 n'a été utilisé que pour l'analyse des bandes dans l'UV.

7.2.2 Spectres basse résolution : caractérisation des bandes d'émission

La figure 7.5 présente le spectre de la Planeterrella obtenu sur la buse à la cathode, avec le spectromètre USB2000+. Les bandes et raies visibles y sont directement répertoriées (des tableaux récapitulatifs des bandes et des raies d'émissions présentes seront données dans la section suivante concernant le spectre haute résolution). Les bandes les plus intenses, à savoir la bande à 3914 Å et celle à 4278 Å de la première négative de N_2^+ sont légèrement saturées pour permettre de voir les bandes de plus basse intensité. Ce spectre va notamment nous permettre de faire l'étalonnage en longueur d'onde pour le spectre haute résolution.

Bandes de l'azote moléculaire

Le spectre de l'air à la cathode peut être décomposé en deux parties : une partie « bleue » ($\sim 350\text{-}500\text{ nm}$: Fig. 7.5a) dominée par les bandes intenses de N_2^+ et par la seconde positive de N_2 . On peut voir que les bandes d'émission se répartissent par groupes appelés *séquences* (ou *groupes diagonaux*³) correspondant à une différence de nombres quantiques vibrationnels constante ($\Delta\nu$ constant). Ces bandes (1^{re} négative de N_2^+ et 2^e positive de N_2) sont responsables de la couleur bleu-violette caractéristique de la Planeterrella.

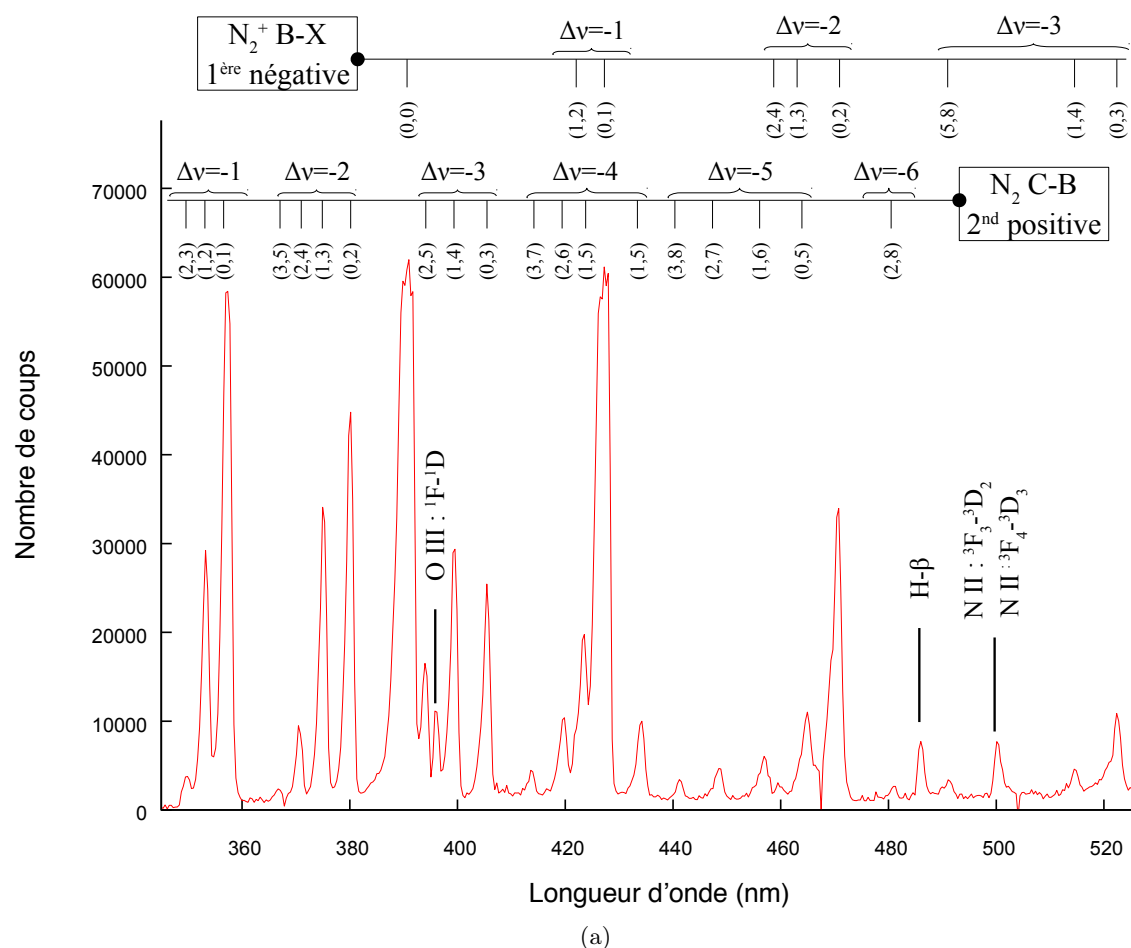
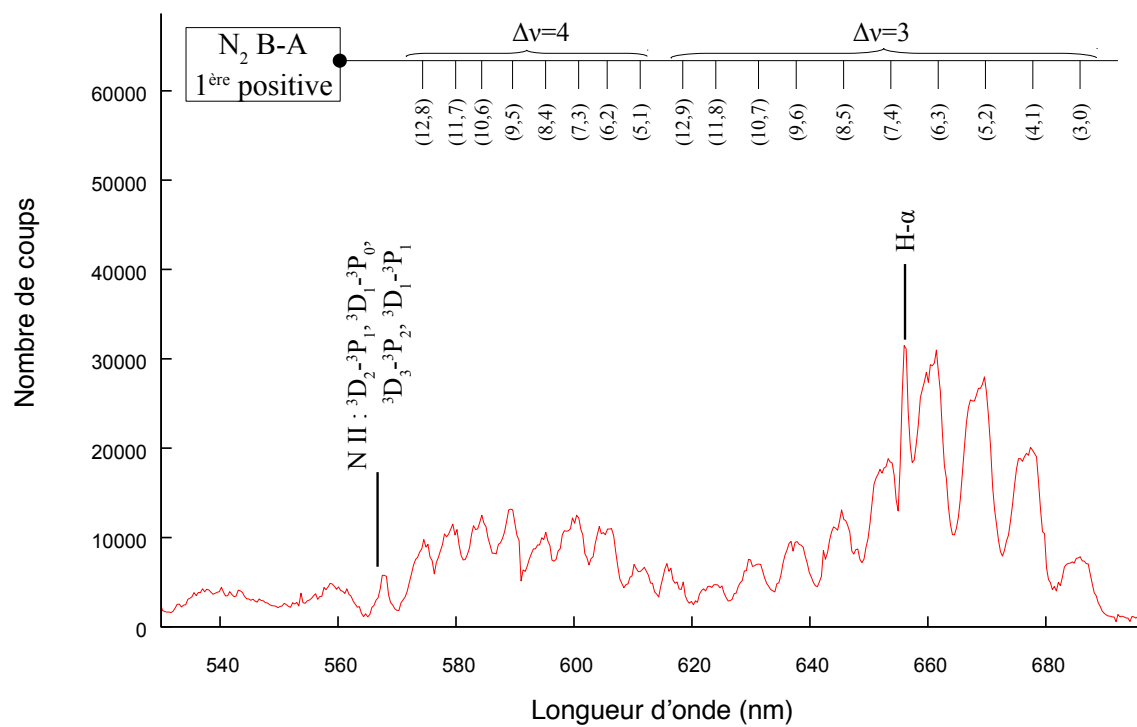
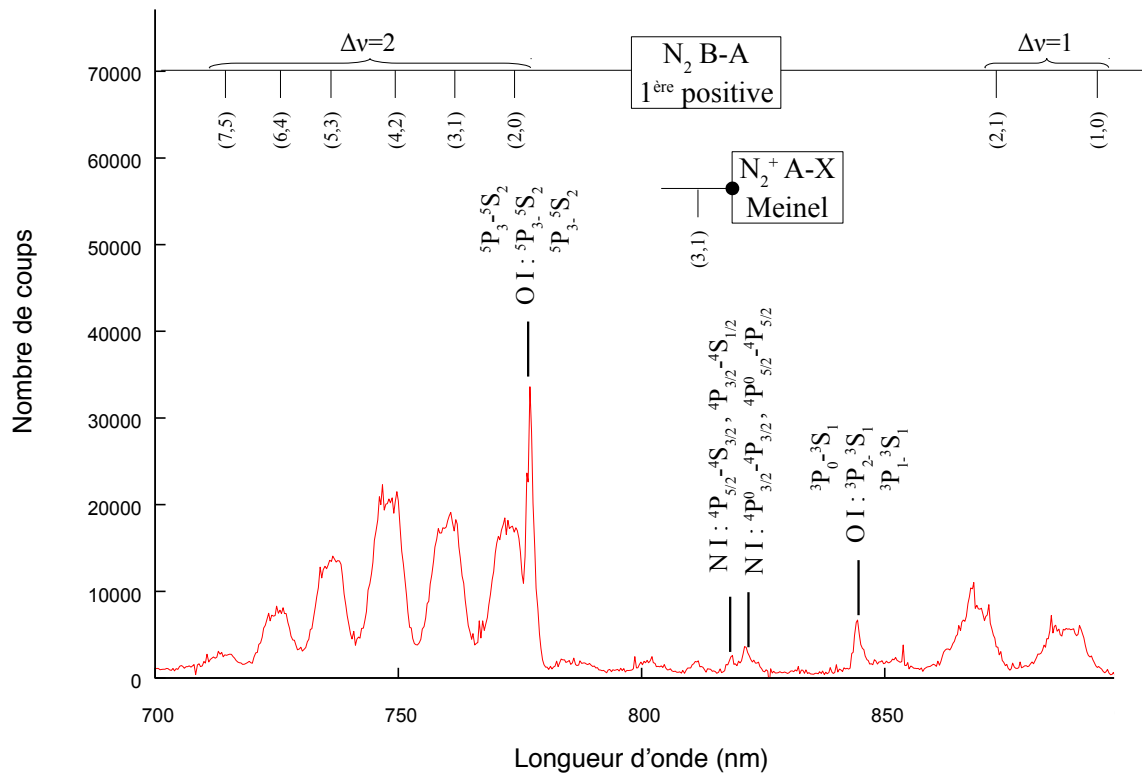


Figure 7.5 – Spectre basse résolution de la Planeterrella (gaz : air ; spectromètre : USB2000+).

3. Cette appellation fait référence aux « tables de Deslandres » qui sont un moyen usuel de représenter les bandes d'émission ; elles consistent en tableaux dont les lignes sont les termes vibrationnels supérieurs (ν') et les colonnes les termes vibrationnels inférieurs (ν''). Les séquences correspondent alors aux diagonales des tables de Deslandre.



(b)



(c)

Figure 7.5 – (cont.) Spectre basse résolution de la Planeterrella (gaz : air ; spectromètre : USB2000+).

La seconde partie « rouge » du spectre ($\sim 500\text{-}900\text{ nm}$: Fig. 7.5b et Fig. 7.5c) se compose principalement de la 1^{re} bande positive de N_2 . On y dénombre pas moins de 26 bandes correspondant aux séquences $\Delta\nu = 1, 2, 3, 4$. La 1^{re} positive est responsable de la couleur rouge visible dans la Planeterrella au niveau de la sphere à l'anode (*cf. infra*).

Raies atomiques

En plus des principales bandes de l'azote (neutre et ionisé), quelques raies atomiques sont visibles. À basse résolution, il s'agit principalement de multiplets (l'intensité est alors suffisante pour apparaître dans le spectre, mais les raies ne sont pas résolues et apparaissent plus ou moins comme des bandes relativement larges). Une raie attribuée à l'oxygène doublement ionisé est présente à 396 nm (particulièrement forte au niveau de la buse, du fait du champ électrique plus intense (effet de pointe) et donc de la présence d'électrons très énergétiques). Les principales émissions sont : un doublet de l'azote ionisé N^+ à 500 nm ; un quadruplet de N^+ à 567 nm ; deux doublets de l'azote atomique neutre autour de 820 nm ; deux triplets de l'oxygène atomique neutre à 777 et 844 nm. Ces dernières émissions sont des raies présentes dans l'*airglow* terrestre [15, 120]. La présence de raies atomiques de l'azote et de l'oxygène caractérisent le fait qu'à l'intérieur de l'enceinte, les électrons sont suffisamment énergétiques pour dissocier et ioniser l'azote et l'oxygène moléculaires de l'air initialement présents. Enfin, une dernière chose remarquable est la présence de deux raies de l'hydrogène atomique de la série de Balmer : H_α à 656 nm et H_β à 486 nm. La présence de raies de l'hydrogène sera discutée dans la dernière partie de cette section.

Absence de bandes d'émission de O_2

Un point notable est l'absence de bandes d'émission de l'oxygène moléculaire. En effet, O_2 représente environ 20 % du gaz contenu dans l'enceinte, et on peut légitimement se demander pourquoi aucune bande d'émission n'est visible dans les différents spectres (comme pour N_2 , les différentes bandes d'émission et d'absorption ont été compilées dans l'article de *review* de Krupenie (1972) [62]).

Les explications sont multiples. D'une part, la majorité des bandes de l'oxygène moléculaire sont des bandes d'émission faibles et/ou interdites. Elles sont pour certaines visibles dans l'*airglow* terrestre (comme la très étudiée bande à $1,27\text{ }\mu\text{m}$) , mais n'apparaissent pas dans le spectre de la Planeterrella (pour les mêmes raisons que la bande de Vegard-Kaplan, la taille de l'enceinte interdisant d'observer les bandes interdites). Une deuxième raison vient de la présence prépondérante de N_2 : certaines bandes de O_2 , notamment du système le plus intense dans l'UV-Visible, à savoir le système Schumann-Runge correspondant à la transition $B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$ sont situées à des longueurs d'onde proches des bandes de N_2 , et ne sont donc pas résolues si elles sont présentes. Enfin, une dernière explication tient à la plage de longueurs d'onde observées : en effet, la plupart des émissions intenses de l'oxygène se situent soient dans l'UV (Schumann-Runge par exemple), soit dans l'infrarouge (comme les systèmes dits « atmosphériques »). De même pour les deux systèmes principaux de O_2^+ .

Spectres à courtes longueurs d'onde

Pour finir, intéressons nous aux spectres de la figure 7.6 : il s'agit de deux spectres enregistrés avec le spectromètre USB650, l'un depuis l'extérieur de l'enceinte (rouge), l'autre depuis l'intérieur (vert). Deux informations intéressantes sont contenues dans ces spectres. D'une part, ils complètent le tableau des émissions de N_2 avec les bandes intenses de la deuxième positive que sont la (3,1) et la (2,0) autour de 297 nm, la (4,3) et la (3,2) à 311 nm, mais surtout la (1,0) à 316 nm et la (0,0) à 337 nm, qui est une des raies les plus intenses du spectre de l'azote (on voit notamment ici qu'elle est plus intense que la raie de N_2^+ à 391 nm).

Par ailleurs, cette comparaison permet de voir distinctement l'effet de *coupure* du verre de la cloche aux longueurs d'onde ultraviolettes.

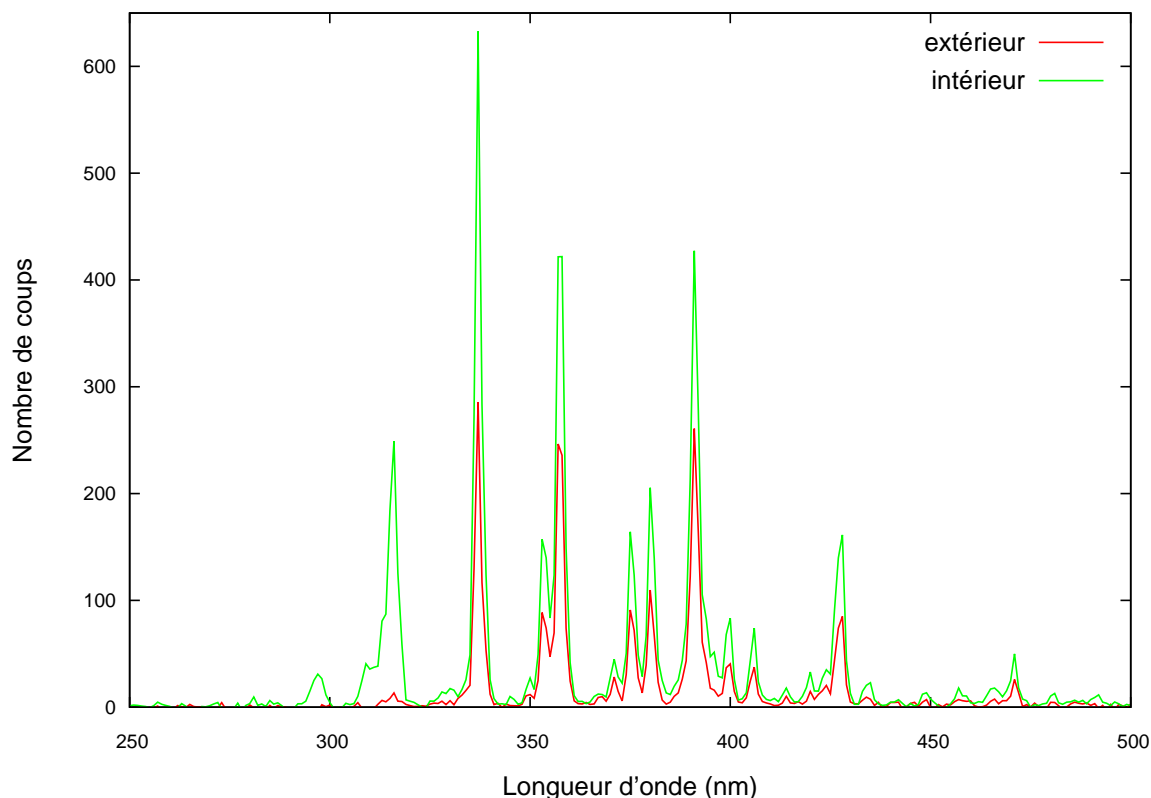


Figure 7.6 – Spectres très basse résolution de l'air (USB650) pris à l'intérieur (vert) et à l'extérieur (rouge) de l'enceinte. On peut voir très nettement la coupure du verre aux UV.

7.2.3 Spectres anodique et cathodique

En introduction, nous avons vu que le nom des bandes d'émissions des molécules venait de leur zone d'émission, *i.e.* qu'elles sont majoritairement présentes dans la « lumière négative » (cathode) ou dans la « lumière positive » (anode). On peut le vérifier en comparant deux spectres obtenus l'un en anode, et l'autre en cathode (Fig. 7.7).

En effet, on peut voir que, tandis que la première bande positive de N_2 présente des intensités similaires dans les deux spectres, toutes les bandes de N_2^+ sont systématiquement plus faibles dans la lumière anodique que dans la lumière cathodique. On vérifie donc bien que, en proportion, la bande « négative » ($N_2^+ B-X$) est bien majoritairement émise à la cathode, tandis que les bandes « positives » ($N_2 B-A$ et $C-B$) le sont à l'anode. Cette différence trouve son origine dans deux phénomènes distincts. Premièrement, elle est à chercher dans le spectre des électrons : en effet, les électrons émis à la cathode sont plus énergétiques que ceux reçus à l'anode (du simple fait de la perte d'énergie par collisions avec le gaz sur le chemin parcouru entre les deux électrodes). Or on comprend aisément que les bandes négatives étant des bandes de N_2^+ , elles sont majoritairement produites là où les électrons sont plus énergétiques, puisqu'il faut pouvoir ioniser les molécules. D'autre part, la cathode représentant le pôle négatif, les ions positifs créés vont migrer vers elle sous l'effet du champ électrique, jusqu'à l'écranter complètement (sphère de Debye). Les cations qui se recombinaient sont alors remplacés par de nouveaux, maintenant cet écrantage dans un état permanent dynamique. La faible intensité des bandes violettes (3914 et 4278 Å principalement) de N_2^+ à l'anode explique la couleur rouge prédominante à cette électrode (cf. petite sphère Fig. 6.7c chapitre 6).

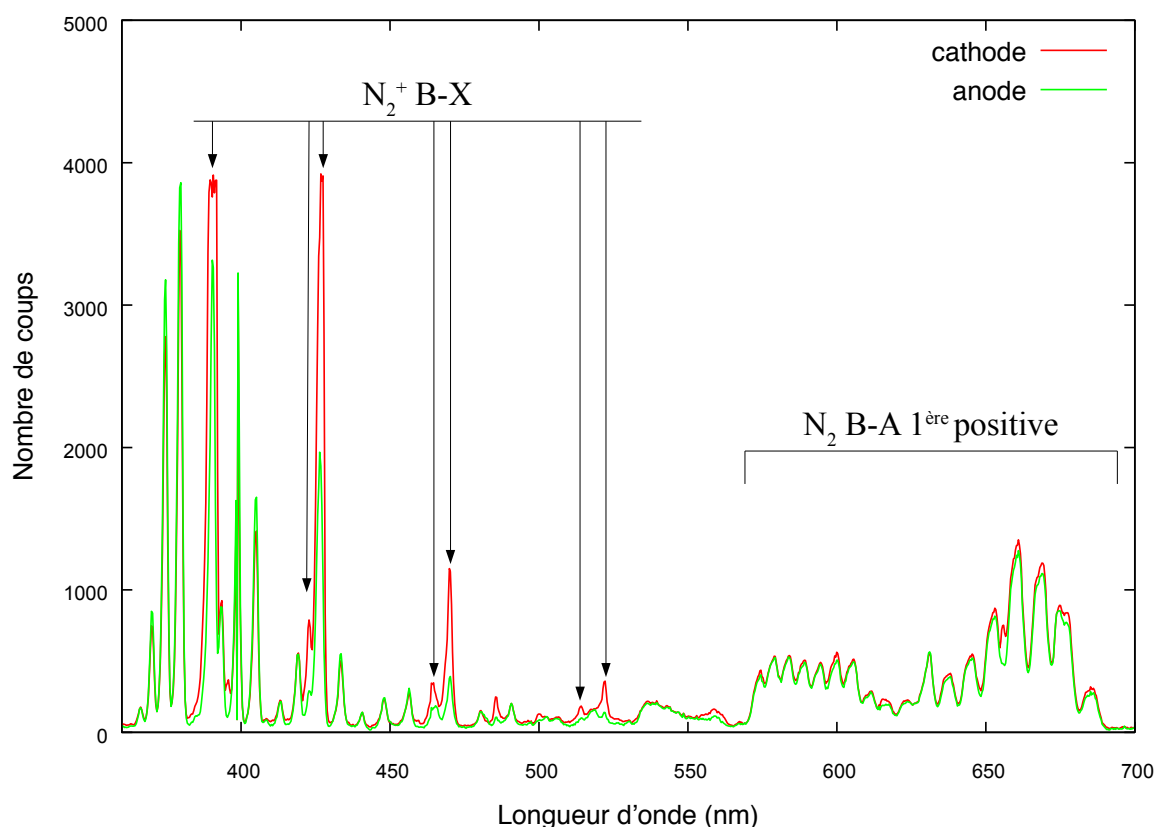


Figure 7.7 – Comparaison des spectres obtenus à l’anode et à la cathode (pression : 20 Pa). On peut remarquer que tandis que la première bande positive à la même intensité dans les deux cas, toutes les bandes de N_2^+ sont beaucoup plus fortes à la cathode qu’à l’anode. La bande à 3914 Å est fortement saturée dans le spectre cathodique.

7.2.4 Influence de la pression

Une dernière chose que l’on peut caractériser avec les spectres à basse résolution de l’air est l’influence de la pression sur le spectre observé. Une première caractéristique assez intuitive est le fait que la luminosité apparente diminue dans l’enceinte avec la pression. Cela se comprend aisément si l’on considère que, lorsque la pression diminue, le libre parcours moyen des électrons est augmenté, et ceux-ci interagissent avec les molécules de l’air dans un plus grand volume : l’intensité lumineuse est alors diluée, d’où une impression de diminution de la luminosité. Il en va de même sur les spectres : le champ apparent de la fibre optique étant limité (les fibres utilisées ont une ouverture numérique de 0.22), la luminosité comprise dans l’angle solide vu par la fibre diminue lorsque la pression baisse.

Mais il est un effet dû à la baisse de pression moins trivial et plus intéressant dans la caractérisation du dispositif expérimental. On a tracé sur la figure 7.8 le spectre obtenu dans les mêmes conditions (même position relative de la fibre, même temps de pose) sur la petite sphère à la cathode, à 20 Pa (noir) et à 1 Pa (bleu). On peut voir de très nettes différences entre les deux spectres : pratiquement toutes les bandes de l’azote ont disparu à 1 Pa (on devine encore les bandes à 337, 357, 391 et 427 nm). En revanche, certaines raies d’émission sont devenue beaucoup plus intenses : il s’agit des raies de l’hydrogène H_α et H_β . Par ailleurs, la raie à 434 nm est encore présente, mais la forme est différente si l’on zoome sur celle-ci : il s’agit en fait de la troisième raie de la série de Balmer, H_γ , qui remplace les bandes de N_2 et N_2^+ à cette longueur d’onde.

Les raies de l’hydrogène trouvent leur origine dans l’eau. En effet, lorsque la pompe est

éteinte l'air dans l'enceinte, à pression ambiante, contient une certaine quantité d'humidité (dépendant de l'humidité extérieure, *i.e.* des conditions climatiques). Or, cet eau s'adsorbe en partie sur les parois de l'enceinte, très probablement principalement sur le verre de la cloche, qui présente par ailleurs beaucoup d'imperfections. Et, lorsque la pression diminue, l'eau adsorbée sur le verre est désorbée : comme la pression dans la cloche est faible, la vapeur d'eau y possède une fraction molaire non négligeable. Cette eau est alors dissociée par les électrons émis pendant la décharge, conduisant à la production d'hydrogène dans ses différents états excités : apparaissent alors les raies de la série de Balmer, dont les transitions sont autorisées. Un bon moyen de s'assurer que ces raies apparaissent dans la Planeterrella en présence d'eau est de saturer l'enceinte avec de la vapeur d'eau. C'est ce que j'ai fait en mettant sous la cloche un coton imbibé d'eau ; avec le pompage, celle-ci se sublime et remplit l'enceinte de vapeur d'eau (à la pression de vapeur saturante). Un équilibre s'est établi à une pression avoisinant les 50 Pa. Le spectre résultant est présenté dans l'insert supérieur droit de la figure 7.8. On y voit apparaître les raies de la série de Balmer, plus quelques raies de l'oxygène atomique. L'eau semble donc bien être la source du spectre observé à 1 Pa.

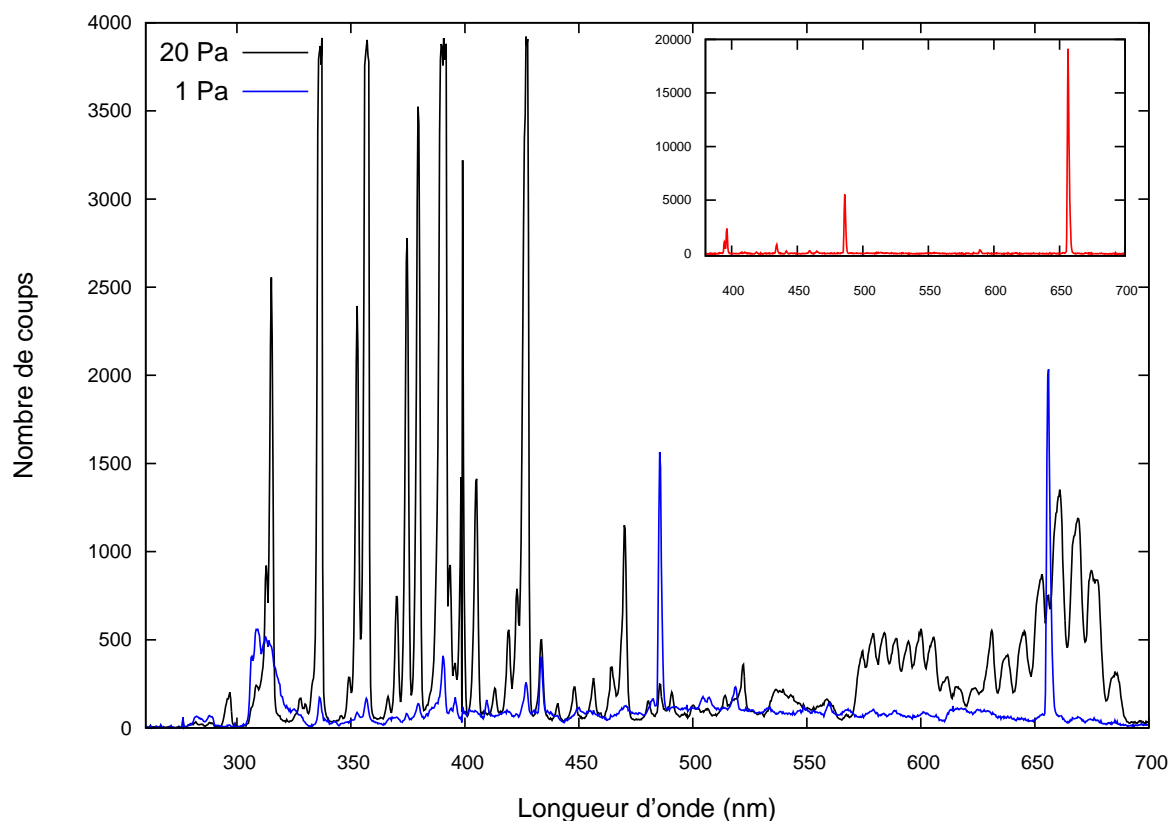


Figure 7.8 – Comparaison des spectres cathodiques obtenus à 20 Pa (noir) et 1 Pa (en bleu). À basse pression, on peut voir que pratiquement toutes les bandes de N_2 ont disparu ; a contrario, les raies de l'hydrogène ont gagné en intensité. La large bande qui apparaît vers 310 nm à 1 Pa est la bande (0,0) de la transition $A^2\Sigma - X^2\Pi$ de OH. L'encadré en haut à droite présente le spectre obtenu en ajoutant de l'eau dans la Planeterrella ($P \sim 50$ Pa).

Cette hypothèse de l'eau adsorbée est corroborée par deux éléments. D'une part, lorsqu'on laisse pomper en permanence, la pression se stabilise autour de 1 Pa pendant plusieurs heures, avant de diminuer à nouveau : on peut alors penser que toute l'eau adsorbée dans le verre a été désorbée, et la nouvelle pression d'équilibre (de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$ mbar) est alors limitée par la puissance de la pompe (les pompes à palette ne permettent en général pas de descendre en dessous de 10^{-3} mbar). D'autre part, un autre argument fort vient de la courbe bleue de

la figure 7.8. En effet, on peut voir sur le spectre à 1 Pa la présence d'une large bande située un peu après 300 nm, absente du spectre noir et dégradée vers le rouge (alors que les bandes de N_2 situées un peu plus loin à 20 Pa sont dégradées vers le violet). Il s'agit de la bande d'émission correspondant à la transition $A^2\Sigma - X^2\Pi$ du groupement hydroxyle OH. Or, une branche possible de dissociation de l'eau (par photon ou par impact électronique) est celle conduisant à la formation d'un hydrogène et d'un hydroxyle (la section efficace d'émission de cette bande de OH par impact électronique sur l'eau atteint environ 10^{-17} cm^2 autour de 15 eV [54]). Il paraît donc raisonnable d'en déduire que les raies de l'hydrogène observées à basse pression proviennent de la dissociation par impact électronique de l'eau en ces deux éléments.

La spectroscopie de la Planeterrella à basse résolution nous a permis d'obtenir un certain nombre d'informations sur le dispositif expérimental. Cependant, le manque de résolution spectrale ne permet pas de faire une étude précise des bandes d'émission, surtout lorsque deux bandes trop proches ne sont pas résolues. Dans la partie suivante, nous allons donc nous intéresser à la spectroscopie haute résolution réalisée sur la Planeterrella, toujours en présence d'air.

7.3 Spectroscopie haute résolution (air)

Afin de pouvoir réaliser une étude plus complète de l'expérience, nous avons voulu faire un spectre haute résolution de celle-ci. C'est à ce dernier que nous allons nous intéresser dans cette partie. Je présenterai dans un premier temps le matériel utilisé, et le montage expérimental réalisé. Puis nous étudierons le spectre obtenu, et les informations intéressantes que l'on peut en tirer.

7.3.1 Dispositif expérimental

Matériel et montage expérimental

Pour réaliser le spectre haute résolution, je disposais d'un spectrographe Lhires III de chez Shelyack. Le Lhires III est un spectrographe optimisé pour la spectroscopie haute-résolution à partir de télescopes amateurs (c'est une outil initialement prévu pour l'astronomie amateur). Son pouvoir de résolution théorique est de l'ordre de 17000 au voisinage de la raie H_α . Il est visible sur la photographie du montage expérimental Fig. 7.9.

Une première partie du travail a consisté au réglage et à la prise en main du spectrographe. Celui-ci est muni d'une fente amovible réglable entre 0 et 100 μm . Une des grosses difficultés du réglage de la fente est qu'elle est simplement constituée de deux plaques (semblables à des lames de rasoir) montées sur un support. Le réglage de la dimension se fait « à la main », toute la difficulté consistant en ce que les plaques ne bougent pas (ouverture et parallélisme) lors qu'on les visse. Comme il n'y a pas de vis micrométrique pour le réglage de l'écartement, celui-ci s'est fait par étude des taches de diffraction d'un laser Hélium-Néon. La fente a été réglée pour toute la suite à une ouverture d'environ 25 microns.

Afin de pouvoir faire le spectre de la Planeterrella, le montage expérimental (très simple) de la figure 7.9 a été réalisé : à l'aide d'une lentille convergente de 150 mm de focale, j'ai réalisé l'image de la petite sphère à la cathode (configuration « anneau de courant ») sur la fente du spectrographe. Le problème principal du montage vient du fait que le Lhires est initialement prévu pour être monté sur un télescope : son design est fait de tel façon qu'il est optimisé pour être monté à la suite d'un instrument dont l'ouverture est comprise entre $f/8$ et $f/12$. Or, la taille de la lentille ne nous permettait pas ici d'être aussi fermé : la conséquence est une perte de flux sur le détecteur. Ceci impose de faire des temps de pose plus longs qu'avec un système adapté du point de vue optique. Chaque pose a donc pris entre 5 et 8 minutes. Afin d'imager les spectres obtenus, nous avons utilisé une caméra CCD SXVF-H9 refroidie

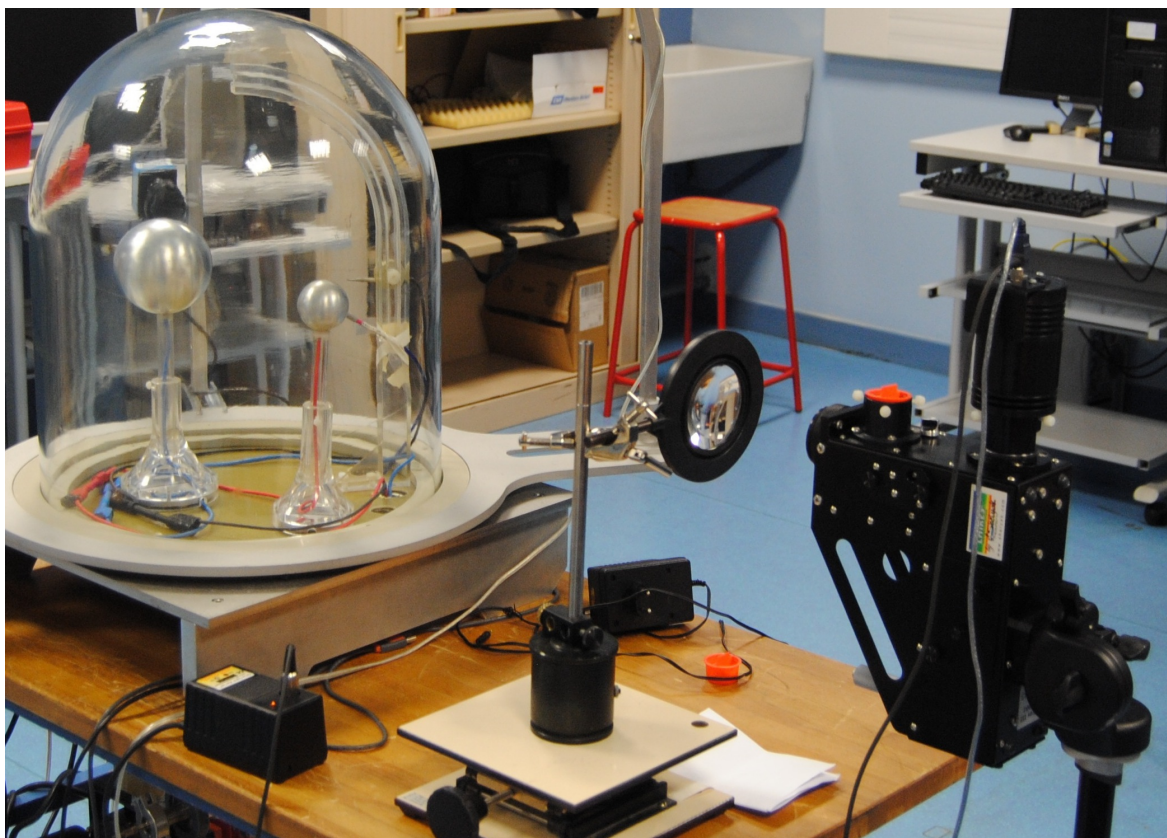


Figure 7.9 – Photographie du montage expérimental. La petite sphère (en configuration « anneau stellaire », *i.e.* à la cathode) est imagée sur la fente du spectrographe à l'aide d'une simple lentille convergente 150 mm. Le Lhires III est surmonté d'une caméra CCD SXVF-H9 refroidie (le transormateur du Peltier est visible sur la table en bas à gauche).

par Peltier, ce qui assure un bruit de photons relativement bas, même sur des poses longues. La caméra est visible en sortie du Lhires III, Fig. 7.9

Correction instrumentale

Afin de reproduire la distribution d'intensité relative des différentes bandes et raies du spectre obtenu, il est nécessaire de prendre en compte la réponse spectrale de chaque élément du dispositif. On peut distinguer deux parties : l'absorption par le verre de la cloche et de la lentille (le doublet de focalisation du spectrographe, de très haute qualité, est considéré comme parfait aux longueurs d'onde considérées) d'une part, et la réponse spectrale de la caméra CCD d'autre part. Cette dernière est munie d'un capteur Sony ICX285AL dont l'efficacité quantique est tabulée. Pour l'absorption par le verre, j'ai réalisé une calibration ; un double problème s'est alors posé. D'une part, ne disposant pas de source UV, la caractérisation dans ces longueurs d'onde est compliquée est par là, incertaine. Or, c'est principalement dans l'UV que le verre absorbe la lumière. Par ailleurs, la cloche en verre possède un certain nombre de défauts et une grosse épaisseur, qui induit de nombreuses aberrations chromatiques : plusieurs expériences de calibration ont en effet montré une grosse variabilité de la transmission spectrale de la cloche, principalement dû à l'angle entre la source de lumière et la cloche. Si la correction de la réponse de la caméra a donc été simple, il convient d'être prudent sur la correction de la transmission des éléments optiques.

7.3.2 Analyse du spectre : identification des raies

Pour obtenir la haute résolution désirée, le spectrographe fonctionne avec un réseau holographique de 2400 traits/mm. L'inconvénient d'une telle dispersion est que sur la CCD (constituée de 1392 pixels) une toute petite partie (environ 13 nm) du spectre est visible. Le spectre complet est donc la juxtaposition de nombreux spectres pris individuellement sur chaque plage de longueur d'onde. Nous avons voulu obtenir la calibration en longueur d'onde par l'utilisation de raies spectrales de référence (mercure et néon). Malheureusement, il s'est avéré que la calibration ainsi effectuée n'était pas bonne, probablement due à des défauts d'alignement optique. La reconstruction du spectre a donc été obtenue par identification des motifs dans deux spectres successifs, le déplacement en longueur d'onde étant fait de telle sorte que deux spectres consécutifs contiennent une recouvrement d'environ 25 %. La détermination des longueurs d'onde a ensuite été faite par identification des principales bandes, en se calant sur les spectres basse résolution obtenus : l'échelle de longueur d'onde a ensuite pu être reconstituée par interpolation avec des splines cubiques. Les spectres ont par ailleurs été réajustés en intensité pour que l'intensité relative des bandes reste cohérente (le problème principal des longs temps de pause nécessaires pour faire chaque spectre étant la variation en pression dans la Planeterra durant une acquisition, et par suite la variation d'intensité associée).

Bandes de N₂ et raies atomiques

Le spectre ainsi obtenu est présenté figure 7.10. Il s'agit du spectre corrigé uniquement de la réponse du CCD (étant données les incertitudes concernant l'absorption par les éléments optiques). Les différentes transitions de l'azote observées sont répertoriées dans le tableau 7.1, et les raies atomiques dans le tableau 7.2 (les numéros indiquant les raies sont ceux reportés sur les spectres de l'annexe B). Pour plus de lisibilité, des zooms sur le spectre sont présentés en annexe B. L'erreur estimée dans le positionnement (induite par la méthode d'interpolation et par la méthode de juxtaposition des spectres) est estimée entre 0,5 et 1 Å. Si cette incertitude ne pose pas de problème dans l'identification des bandes moléculaires, elle peut en revanche poser des soucis dans l'identification des raies atomiques, puisque plusieurs transitions peuvent parfois correspondre à une même raie observée. Les éléments identifiés dans le tableau 7.2 sont les éléments les plus probables pour une transition observée donnée. Par ailleurs, un indice de confiance (de 1 à 5) est donné dans le tableau pour chaque ligne. Il indique la confiance (subjective) que l'on a accordé à l'identification de chaque raie (que l'incertitude se situe au niveau de la présence ou non d'une raie - signal sur bruit faible - ou sur l'identité de l'élément concerné). La zone située entre 500 et 550 nm est particulièrement difficile à analyser, car le signal est très faible dans cette zone (bruit important, ce qui implique une reconstruction moins fiable) et l'absence de structures remarquables implique une plus grande incertitude sur les longueurs d'onde (pas de valeurs imposées à la spline cubique).

Les deux sources principalement utilisées pour identifier les bandes moléculaires de N₂ sont la revue de Lofthus & Krupenie (1977) [79] et le livre de Pearse & Gaydon (1976) [98]. La référence pour les raies atomiques est la base de données *NIST Atomic Spectra Database* (<http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>) du *National Institute of Standards and Technologies*. Il s'agit d'une base de données référencant toutes les transitions observées et calculées, avec la longueur d'onde et l'état électronique correspondant. Enfin, une référence a été utilisée à la fois pour les raies atomiques et les bandes moléculaires, à savoir l'article de Mangina et al. (2011) [83]. Il s'agit de la publication du spectre de l'azote de 330 à 1100 nm obtenu par impact électronique : le spectre obtenu par les auteurs est très similaire au notre, les raies de l'oxygène en moins (les auteurs utilisant de l'azote pur). La différence principale entre les deux spectres vient du dispositif expérimental utilisé : alors que Mangina et al. utilisent un faisceau collimaté d'électrons monoénergétiques, afin de remonter aux sections efficaces d'émis-

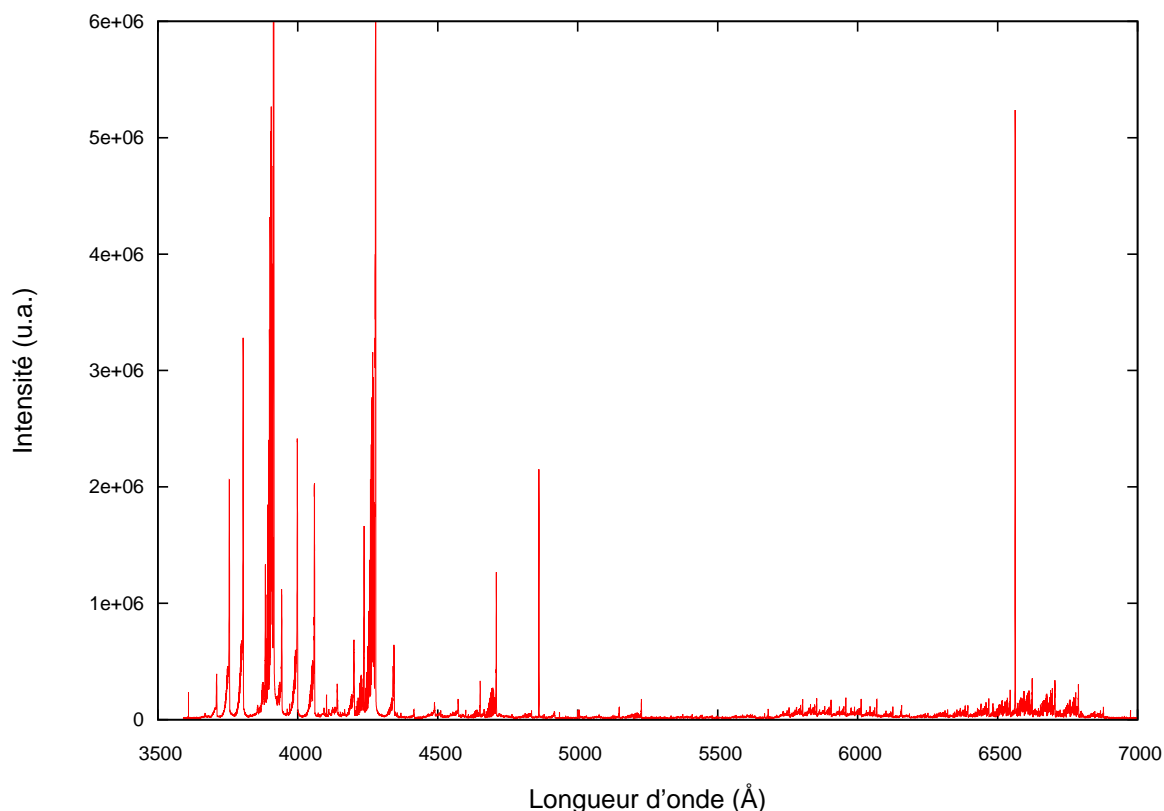


Figure 7.10 – Spectre haute résolution ($R \sim 10000$) de la Planeterrella en fonctionnement avec de l'air. Une comparaison entre les spectres haute et basse résolution est visible en annexe B. Les bandes à 391 et 427 nm ont été coupées pour rendre visible la première positive de N_2 .

sion dans les différentes bandes vibrationnelles, la Planeterrella présente un dispositif intégré en énergie, avec des électrons en rotation dans un champ magnétique. Pour certaines raies de l'azote atomique, un accord meilleur apparaît avec l'article de Mangina et al. (2001) qu'avec la base de *NIST* : les longueurs d'onde de référence correspondantes sont marqués d'un *dièse* dans le tableau 7.2.

Bien que le spectre haute résolution couvre une plus faible gamme de longueur d'onde que le spectre basse résolution, la résolution obtenue permet de distinguer un grand nombre de structures et de les séparer. Ainsi, on dénombre pas moins de 26 bandes pour la première négative de N_2^+ (d'intensité très variables, certaines mélangées aux bandes de N_2), 20 bandes dans la seconde positive de N_2 et 24 bandes dans la première positive.

Concernant les raies atomiques, 54 sont répertoriées dans le tableau 7.2. Les raies les plus intenses sont les raies déjà présentes dans le spectre à basse résolution : la différence principale est bien évidemment qu'ici ces raies sont résolues (par exemple le quadruplet de N^+ autour de 568 nm). Les raies principales sont sans surprises dues à l'azote et à l'oxygène atomiques. Les raies de l'hydrogène sont aussi présentes, et très intenses (notamment en ce qui concerne H_α et H_β). S'il l'on compare les spectre haute et basse résolution (cf. annexe B), les deux raies de l'hydrogène à 486 et 656 nm semblent plus fortes à haute résolution. La raison en est bien évidemment que, si l'intégrale de l'énergie contenue dans la raie reste la même (toutes choses étant égales par ailleurs), celle-ci est « diluée » sur une large bande à basse résolution, tandis qu'elle est « concentrée » sur une bande très étroite dans le spectre haute résolution. Enfin, notons qu'un certain nombre de raies de l'argon sont visibles, ce qui n'est pas très étonnant si l'on considère que certaines raies de l'argon ont des coefficients d'Einstein très élevés, et qu'il s'agit du troisième gaz en proportion dans l'air (environ 1%).

Table 7.1 – Bandes d'émission de l'azote visibles dans le spectre haute résolution

N ₂ ⁺ (B – X) 1 ^{re} Neg.		N ₂ (C – B) 2 ^e Pos.		N ₂ (B – A) 1 ^{re} Pos.	
(ν', ν'')	lambda (Å)	(ν', ν'')	lambda (Å)	(ν', ν'')	lambda (Å)
(0,0)	3914,4	(0,2)	3804,9	(3,0)	6875,2
(0,1)	4278,1	(0,3)	4059,4	(4,1)	6788,6
(0,2)	4709,2	(0,4)	4343,6	(5,1)	6127,3
(0,3)	5228,3	(0,5)	4666,1	(5,2)	6704,8
(0,4)	5864,7	(0,6)	5031,5	(6,2)	6069,6
(1,1)	3884,3	(1,3)	3755,4	(6,3)	6623,5
(1,2)	4236,5	(1,4)	3998,4	(7,2)	5553,5
(1,3)	4651,8	(1,5)	4269,7	(7,3)	6013,5
(1,4)	5148,8	(1,6)	4574,3	(7,4)	6544,8
(2,2)	3857,9	(1,7)	4916,8	(8,3)	5515,3
(2,3)	4199,1	(2,4)	3710,5	(8,4)	5959,0
(2,4)	4599,7	(2,5)	3943,0	(8,5)	6468,5
(2,5)	5076,6	(2,6)	4200,5	(9,4)	5478,3
(3,4)	4166,8	(2,7)	4490,2	(9,5)	5906,0
(3,5)	4554,1	(2,8)	4814,7	(9,6)	6394,6
(3,6)	5012,7	(3,7)	4141,8	(10,5)	5442,2
(3,7)	5564,1	(3,8)	4416,7	(10,6)	5854,4
(4,6)	4515,9	(3,9)	4723,5	(10,7)	6322,8
(4,7)	4957,9	(4,8)	4094,8	(11,6)	5407,0
(5,6)	4121,3	(4,9)	4355,0	(11,7)	5804,1
(5,7)	4490,3			(11,8)	6253,0
(5,8)	4913,2			(12,7)	5372,1
(6,7)	4110,9			(12,8)	5755,2
(6,8)	4466,6			(12,9)	6185,2
(6,9)	4881,7				

Table 7.2 – Raies atomiques visibles dans le spectre haute résolution

numéro	confiance	lambda (obs) (Å)	élément	transition (lambda réf.)
1	*	3763,8	O II	$^4P_{3/2} - ^4S_{3/2}$ (3762,4)
2	**	3962,2	O III	$^1F_3 - ^1D_2$ (3961,6)
3	***	3971,0	H I	7-2 (H _ε : 3970,0)
4	*	4072,8	Ar II	$^3D_{5/2}^0 - ^3D_{5/2}$ (4072,0)
5	*	4076,8	O II	$^4F_{9/2} - ^4D_{7/2}$ (4075,9)
6	*	4100,8	N I	$^2D_{3/2}^0 - ^2P_{1/2}$ (4099,9)
7	****	4102,6	H I	6-2 (H _δ : 4101,7)
8	*	4104,7	N III	$^2P_{1/2}^0 - ^2S_{1/2}$ (4103,4)
9	**	4110,8	N I	$^2D_{5/2}^0 - ^2P_{3/2}$ (4110,0)
10	*	4144,0	N I	$^4S_{3/2}^0 - ^4P_{3/2}$ (4143,8)#
11	**	4152,8	N I	$^2S_{3/2}^0 - ^4P_{5/2}$ (4151,9)#
12	*	4159,3	Ar I	$^2[3/2]_2 - ^2[3/2]_2^0$
13	*****	4340,4	H I	5-2 (H _γ : 4340,5)
14	***	4348,0	Ar II	$^2D_{7/2}^0 - ^4P_{5/2}$ (4348,1)
15	**	4349,4	O II	$^4P_{5/2}^0 - ^4P_{5/2}$ (4149,4)
16	**	4351,3	O II	$^2D_{5/2}^0 - ^2D_{5/2}$ (4143,8)

Table 7.2 – (cont.)

numéro	confiance	lambda (obs) (Å)	élément	transition (lambda réf.)
17	***	4368,3	O I	$^3P_1 - ^3S_1^0$
18	***	4426,1	Ar II	$^3D_{5/2}^0 - ^4P_{3/2}(4426, 0)$
19	**	4466,3	O II	$^2P_{3/2}^0 - ^2S_{1/2}(4466, 2)$
20	***	4545,1	Ar II	$^2P_{3/2}^0 - ^2P_{3/2}(4545, 0)$
21	**	4601,5	N II	$^3P_2 - ^3P_1^0(4601, 5)$
22	**	4607,1	N II	$^3P_1 - ^3P_0^0(4607, 1)$
23	***	4609,5	Ar II	$^4F_{7/2}^0 - ^2D_{5/2}(4609, 5)$
24	***	4621,4	N II	$^3P_0 - ^3P_1^0(4621, 4)$
25	**	4630,5	N II	$^3P_2 - ^3P_2^0(4630, 5)$
26	**	4727,2	Ar II	$^2D_{3/2}^0 - ^2P_{3/2}(4726, 9)$
27	*	4735,9	Ar II	$^4P_{3/2}^0 - ^4P_{5/2}(4735, 9)$
28	**	4765,1	Ar II	$^2P_{3/2}^0 - ^2P_{1/2}(4764, 9)$
29	*	4849,4	N II	$^5P_3 - ^5D_3^0(4849, 5)$
30	*	4856,5	O II	$^4D_{5/2} - ^4S_{3/2}^0(4856, 4)$
-	-	-	-	$^4D_{5/2} - ^4S_{3/2}^0(4856, 7)$
31	*****	4861,4	H I	4-2 (H_β : 4861,4)
32	***	4879,8	Ar II	$^5D_{5/2}^0 - ^2P_{3/2}(4879, 8)$
33	***	4914,8	N II	$^2S_{1/2}^0 - ^2P_{1/2}(4914, 9)$
34	****	4934,8	N I	$^2S_{1/2}^0 - ^2P_{3/2}(4935, 1)$
35	**	4964,5	N I	? (4964,0)
36	*****	5000,7	N II	$^3F_3^0 - ^3D_2(5001, 5)$
37	*****	5004,5	N II	$^3F_4^0 - ^3D_3(5005, 1)$
38	***	5331,5	O I	$^5D_0^0 - ^5P_1(5329, 1)$
-	-	-	-	$^5D_1^0 - ^5P_1(5329, 1)$
39	***	5332,3	O I	$^5D_2^0 - ^5P_2(5329, 7)$
40	***	5333,3	O I	$^5D_4^0 - ^5P_3(5330, 7)$
41	**	5497,2	N II	$^3P_2^0 - ^3P_2(5495, 7)$
42	****	5667,4	N II	$^3D_2 - ^3P_1^0(5667, 1)^{\#}$
43	****	5676,8	N II	$^3D_1 - ^3P_0^0(5676, 4)^{\#}$
44	****	5680,3	N II	$^3D_3 - ^3P_2^0(5680, 0)^{\#}$
45	***	5687,0	N II	$^3D_1 - ^3P_1^0(5686, 6)^{\#}$
46	***	6155,0	O I	$^5D_1^0 - ^5P_1(6155, 9)$
47	***	6156,0	O I	$^5D_3^0 - ^5P_2(6156, 7)$
48	****	6157,2	O I	$^5D_4^0 - ^5P_3(6158, 1)$
49	***	6482,2	N I	$^4F_{3/2} - ^4D_{1/2}^0(6481, 7)$
50	***	6483,2	N I	$^4F_{9/2} - ^4D_{7/2}^0(6482, 7)$
51	***	6484,3	N I	$^4F_{5/2} - ^4D_{3/2}^0(6483, 7)$
52	***	6485,3	N I	$^4F_{7/2} - ^4D_{5/2}^0(6484, 8)$
53	*****	6562,8	H I	3-2 (H_α : 6562,8)
54	*	6975	O I	$^2D^0 - ^3P$ doublet (7002)

La surprise du CO

Une grosse surprise dans l'analyse du spectre haute résolution est venue de la présence de raies de CO. En effet, trois bandes du système d'Angström (*B-A*) à 451, 483 et 519 nm sont visibles dans le spectre, et identifiées sur les figures de l'annexe B. Les bandes de CO

sont excitées par dissociation du CO_2 ; or, il s'agit d'un gaz mineur, dont le *mixing ratio* est de l'ordre de 300 ppm (parties par million). La résolution obtenue ici est donc suffisante pour résoudre des bandes d'éléments minoritaires comme le CO_2 , à condition que celles-ci apparaissent dans des zones où les bandes de l'azote sont absentes (ceci n'est pas totalement exacte pour la bande à 519 nm : la méthode de détermination de sa présence sera explicitée un peu plus loin).

7.3.3 Analyse de la structure rotationnelle. Température du plasma.

Outre l'étude et l'analyse des structures vibroniques (notamment de la distribution d'intensité dans le cas d'un système parfaitement calibré), un intérêt majeur de la haute résolution et de pouvoir analyser la structure rotationnelle des bandes vibrationnelles d'émission. Nous allons ici exclusivement nous intéresser aux bandes de N_2^+ , et ce pour deux raisons : d'une part, ce sont les bandes les plus intenses du spectre, pour lesquelles la structure rotationnelle est la plus visible. D'autre part, la première bande négative correspondant à une transition $\Sigma - \Sigma$, seules les branches P et R sont présentes (cf. section 7.1); or, la résolution que nous obtenons nous permet de distinguer les raies dans ces deux branches, mais pas celles de N_2 , qui présente des branches P , R et Q dont les raies sont mélangées.

Structure rotationnelle de la bande à 3914 Å

Afin de comprendre un peu mieux la structure rotationnelle d'une bande d'émission, dont les caractéristiques ont été détaillées partiellement au début de ce chapitre, nous allons nous intéresser plus en détail à un cas particulier : celui de la transition (0,0) de la première bande négative à 3914 Å. La figure 7.11 montre la structure rotationnelle de cette bande. Les structures précédemment citées y sont identifiées, notamment la branche R et la branche P , situées de part et d'autre de l'origine de la bande ("zero-line gap") à 3910,4 Å. Le *vertex* (retournement de la branche P) forme la tête de bande à 3914,1 Å. On distingue une vingtaine de raies dans la branche R ; la résolution est en revanche trop faible pour distinguer celles de la branche P (on voit malgré tout quelques pics se détacher à gauche de la tête de bande).

Les raies de la branche R sont indicées par la valeur de K'' , nombre quantique rotationnel du niveau vibrationnel inférieur. En effet, le cas des transitions ${}^2\Sigma - {}^2\Sigma$ (telle que la première négative de N_2^+) correspond à ce qu'on appelle le *cas de Hund (b)*[46]. Il s'agit des cas où le moment orbital Λ est nul (état Σ) mais le spin électronique est non nul : dans ce cas, le vecteur de spin \vec{S} n'est pas couplé (ou faiblement) à l'axe internucléaire. La rotation de la molécule est alors caractérisée par le vecteur \vec{K} , qui correspond au vecteur moment cinétique total \vec{J} moins le vecteur de spin \vec{S} . Les nombres quantiques correspondants sont les nombres K dont les valeurs sont : $K = \Lambda, \Lambda + 1, \Lambda + 2, \dots$. Les règles de sélections sont alors $\Delta K = \pm 1$, avec $\Delta K = 0$ interdit.

Une dernière caractéristique remarquable sur la figure 7.11 est l'alternance d'intensité entre les raies de la branche R . Cette alternance est due au fait que, pour les molécules homonucléaires, tous les niveaux rotationnels n'ont pas le même poids statistique. Dans certains cas, les niveaux pairs sont « forts » et les niveaux impairs sont « faibles », tandis que dans d'autres cas, l'inverse se produit. La position des niveaux forts ou faibles est déterminée par les propriétés de symétrie de l'état électronique. Or, outre la règle de sélection portant sur la valeurs des nombres quantiques, il existe une règle de sélection stipulant que les transitions *symétrique* \leftrightarrow *antisymétrique* sont interdites. Aussi, seuls deux états électroniques ayant des propriétés de symétrie opposées, du fait de la règle $\Delta K = \pm 1$, peuvent se coupler : les niveaux forts se combinent alors avec les niveaux forts, et les niveaux faibles avec les niveaux faibles. Il vient qu'une raie rotationnelle sur deux correspond à une transition entre niveaux forts, et la suivante à une transition entre niveaux faibles. Le rapport d'intensité correspond au poids statistique de ces niveaux et vaut $(I + 1)/I$, où I est le nombre quantique de spin nucléaire.

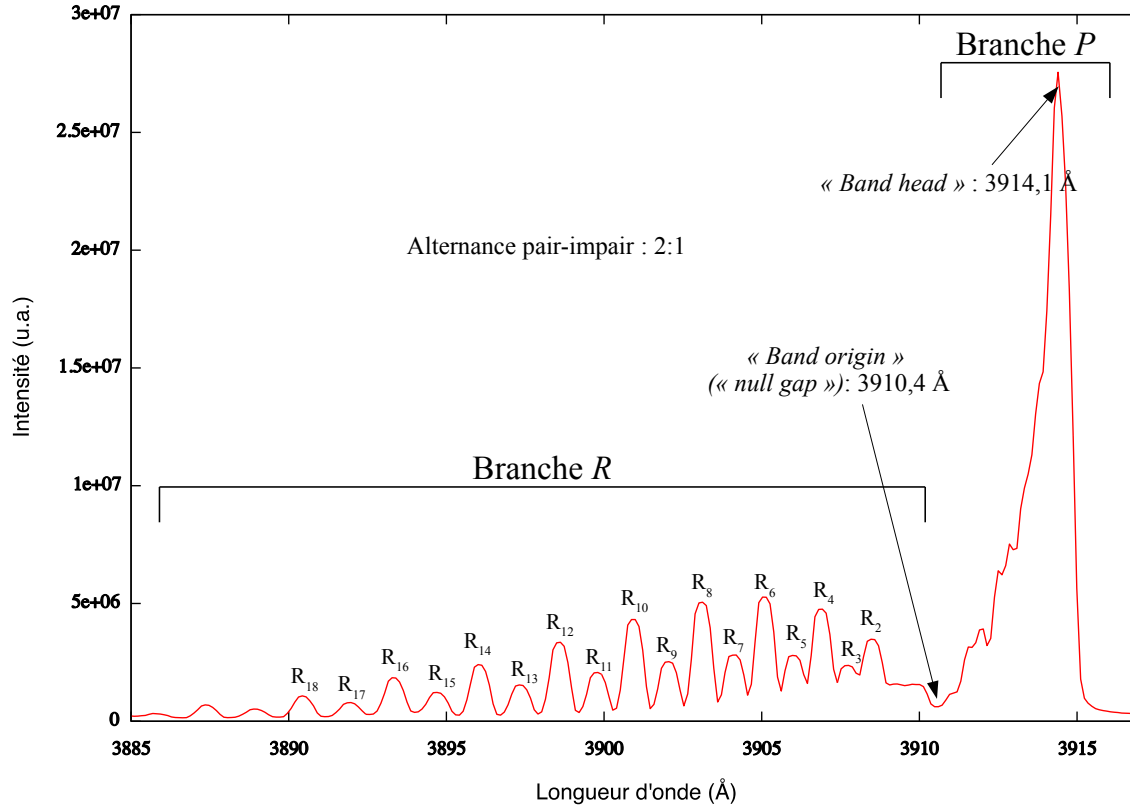


Figure 7.11 – Structure rotationnelle de la bande (0,0) à 3914 Å de la première négative de N_2^+ . La branche P à droite (non résolue) forme la tête de bande à 3914,1 Å. La branche R à gauche montre une vingtaine de raies résolues, formant une alternance pair-impair de rapport 2 : 1. Les deux branches sont séparées par le “null gap” qui marque l’origine de la bande à 3910,4 Å.

Dans le cas de la transition étudiée, le rapport est de 2 pour 1 entre les raies d’indice pair et celles d’indice impair : on en déduit que le spin nucléaire de N_2^+ vaut 1.

Température rotationnelle du plasma

La structure rotationnelle visible sur la figure 7.11 montre que la distribution des raies dans la branche R n’est pas uniforme : l’intensité croît d’abord avec K et passe par un maximum avant de décroître. L’étude théorique des niveaux rotationnels montre que l’intensité d’une raie en émission est donnée par ([46]) :

$$I_{em} = \frac{C_{em}\nu^4}{Q_r}(J' + J'' + 1)e^{-B'J'(J'+1)hc/k_BT} \quad (7.10)$$

où C_{em} est une constante liée au changement de moment dipolaire, Q_r la fonction de partition des niveaux rotationnels dans l’état vibrationnel supérieur, J' et J'' les nombres quantiques de rotation de l’état supérieur et inférieur (ou K' et K'' dans le cas de Hund (b)) et B' la constante de rotation de la molécule pour le niveau vibrationnel de l’état électronique supérieur. Pour une transition vibronique donnée, $C_{em}\nu^4/Q_r$ reste constant : la distribution d’intensité dépend alors directement de la température rotationnelle. Un moyen de déterminer cette température est de tracer la *droite de Boltzmann* : il s’agit de tracer la grandeur $\ln[I/(K' + K'' + 1)]$ en fonction de $K'(K' + 1)$. D’après l’équation 7.10, on voit qu’il s’agit d’une droite de pente $-B'hc/k_BT$, ce qui permet de remonter directement à la température rotationnelle.

La figure 7.12 montre les droites de Boltzmann obtenues par l'analyse de la structure vibrationnelle de la transition (0,0) de la première bande négative de N_2^+ . Le fait que l'on ait deux droites et non une vient de l'alternance pair-impair dans les intensités des raies rotationnelles. L'écart entre les deux droites est de 0,65, proche de la valeur théorique (0,69, soit $\ln 2$, étant donné que le rapport d'intensité est de 2 pour 1).

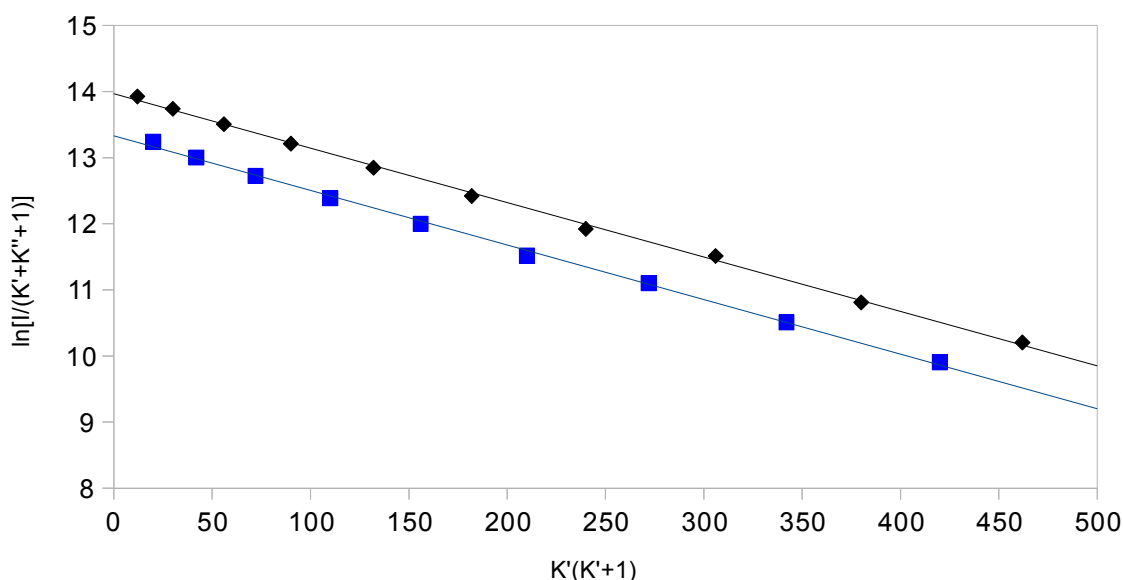


Figure 7.12 – Droites de Boltzmann obtenues à partir de la bande (0,0) de la transition ($B-X$) de N_2^+ (Fig. 7.11). Le fait que l'on ait deux droites parallèles vient de l'alternance d'intensité des bandes rotationnelles. L'écart moyen entre les deux droites est de 0,65, proche de la valeur théorique ($\ln 2 = 0,69$).

Le coefficient directeur de ces deux droites est d'environ -0,0082. La valeur de la constante de rotation dans le niveau vibrationnel fondamental est $B' = 207,4 \text{ cm}^{-1}$ [35] (les données de cet article mises à jour sont disponibles à l'adresse <http://spider.ipac.caltech.edu/laher/fluoridir/fluorindex.html>). On en déduit pour la température rotationnelle $T_{rot} \approx 360 \text{ K}$.

Les transitions de la première bande négative de N_2^+ , en particulier les trois plus intenses à 391, 427 et 470 nm, sont largement utilisées comme thermomètre, que ce soit dans les décharges en laboratoire [77, 94] ou dans les aurores boréales [21, 56]. En effet, lors d'une excitation par impact électronique et en l'absence de phénomènes de chauffage (type effet Joule), la température rotationnelle doit correspondre à la température de la molécule dans l'état fondamental, c'est-à-dire à la température du gaz neutre si celui-ci est à l'équilibre thermodynamique. La température trouvée, un peu supérieure à la température de la pièce ($\sim 300 \text{ K}$), n'est probablement pas due à un effet de chauffage (peu probable dans l'enceinte de l'expérience, étant données les faibles pressions, et donc le peu de collisions). En effet, il ne faut pas perdre de vue que la méthode de détermination de la température du gaz par analyse de la structure rotationnelle est une méthode imprécise, du fait du déplacement relativement lent du maximum d'émission avec la température. Par ailleurs, Bazavan et al. (2008) [10] ont montré que la température déduite des raies de N_2^+ étaient systématiquement supérieures à celles issues de l'analyse des raies de N_2 . De même, Deans et al. (1983) [21] trouvent que les températures aurorales déterminées par l'analyse de la première bande négative de N_2^+ sont en moyenne supérieures de 60 K à celles déduites des bandes de O_2 . Il semblerait donc que les températures déduites de N_2^+ soient toujours surévaluées. L'hypothèse la plus probable est que lors de l'ionisation, l'électron incident transfère une partie de son énergie sous forme

de moment cinétique à l'ion nouvellement créé : sa vitesse de rotation est alors légèrement supérieure à celle qu'avait la molécule de N_2 à l'équilibre thermodynamique.

L'apport de la simulation

L'analyse des émissions lumineuses des plasmas a connu un regain d'intérêt plus récemment, avec l'essor des lasers. Beaucoup d'auteurs étudiant la spectroscopie moléculaire utilisent aujourd'hui une technique appelée *LIF* pour *Laser Induced Fluorescence* (ou fluorescence induite par laser). Elle consiste à faire fluorescer un gaz en l'excitant par un laser à très courte longueur d'onde. L'un des avantages de la méthode est sa grande résolution spatiale (la zone d'émission est sondée très précisément par le laser incident) ainsi que sa grande résolution temporelle. Le type d'émissions produites reste cependant le même que dans une décharge électrique.

Pour analyser les bandes de N_2^+ , j'ai utilisé le logiciel *LIFbase* développé par Jorge Luque et David Crosley [82]. Il s'agit d'un petit logiciel gratuit permettant de simuler les bandes d'émission de quelques gaz : N_2^+ (mais malheureusement pas N_2), OH, OD, CH, NO, CN. Le logiciel contient une base de données de toutes les constantes spectroscopiques des différents états des molécules précédemment citées. Il calcule alors les intensités relatives des différentes bandes et raies d'émission, en calculant les coefficients d'émission (coefficients d'Einstein) de chaque sous niveau rotationnel et vibrationnel. Les probabilités de transitions ont quant à elles été calculées à part et stockées dans la base de donnée du logiciel. Il permet de prendre en compte un nombre important de paramètres, comme la forme des raies (gaussienne, lorentzienne ou Voigt), l'élargissement collisionnel, la température du gaz, la résolution du spectromètre, etc.

Je me suis servi de ce logiciel pour simuler les trois bandes principales de la première négative de N_2^+ . Les résultats sont visibles Fig. 7.13. Les spectres simulés correspondent à une température de 350 K, en accord avec la valeur obtenue par les courbes de Boltzmann ; la résolution de l'instrument est de 0,6 Å pour les deux premiers et 0,55 Å pour le troisième (la résolution de l'instrument augmente avec la longueur d'onde pour atteindre un maximum autour de la position de H_α à 656 nm).

Outre la confirmation de la température rotationnelle, les spectres simulés ont un autre intérêt. En effet, on peut voir que les spectres simulés sont en très bon accord avec les spectres expérimentaux pour les raies à 3914 et 4709 Å. En revanche, un écart entre les deux est visible sur le deuxième spectre, un peu avant 4270 Å. Cette « bosse » dans le spectre vert est aussi visible dans le spectre de Mangina et al., 2011 [83], mais il n'est pas commenté. Le gros avantage d'avoir un spectre « théorique », c'est qu'on peut le soustraire du spectre expérimental. La différence des deux spectres est représentée sur la figure 7.14. On voit apparaître une structure semblable à une bande moléculaire, avec une tête de bande forte et une branche dégradée vers le violet. Et pour cause, il s'agit de la transition (1,5) du second système positif de N_2 à 4269,7 Å. Le spectre simulé de N_2^+ nous a donc permis de déceler une transition de N_2 moins intense, et « cachée » dans la première. La même méthode, appliquée à la bande (0,4) de N_2^+ à 522 nm nous a permis de trouver une troisième bande du système d'Angström de CO à 519 nm.

L'analyse du spectre haute résolution de la Planeterrella nous a fourni quantité d'informations, tant sur la nature des éléments présents que sur les caractéristiques du plasma formé. Ce spectre n'est cependant pas une fin en soi, et a aussi vocation à servir de test pour le code Monte Carlo développé pour la Planeterrella. La reproduction fidèle du spectre (nombre de transition et intensité relative des bandes) permettra de valider le code qui pourra alors servir pour caractériser totalement l'expérience, mais aussi pour faire des prévisions dans le cas d'études aéronomiques des planètes.

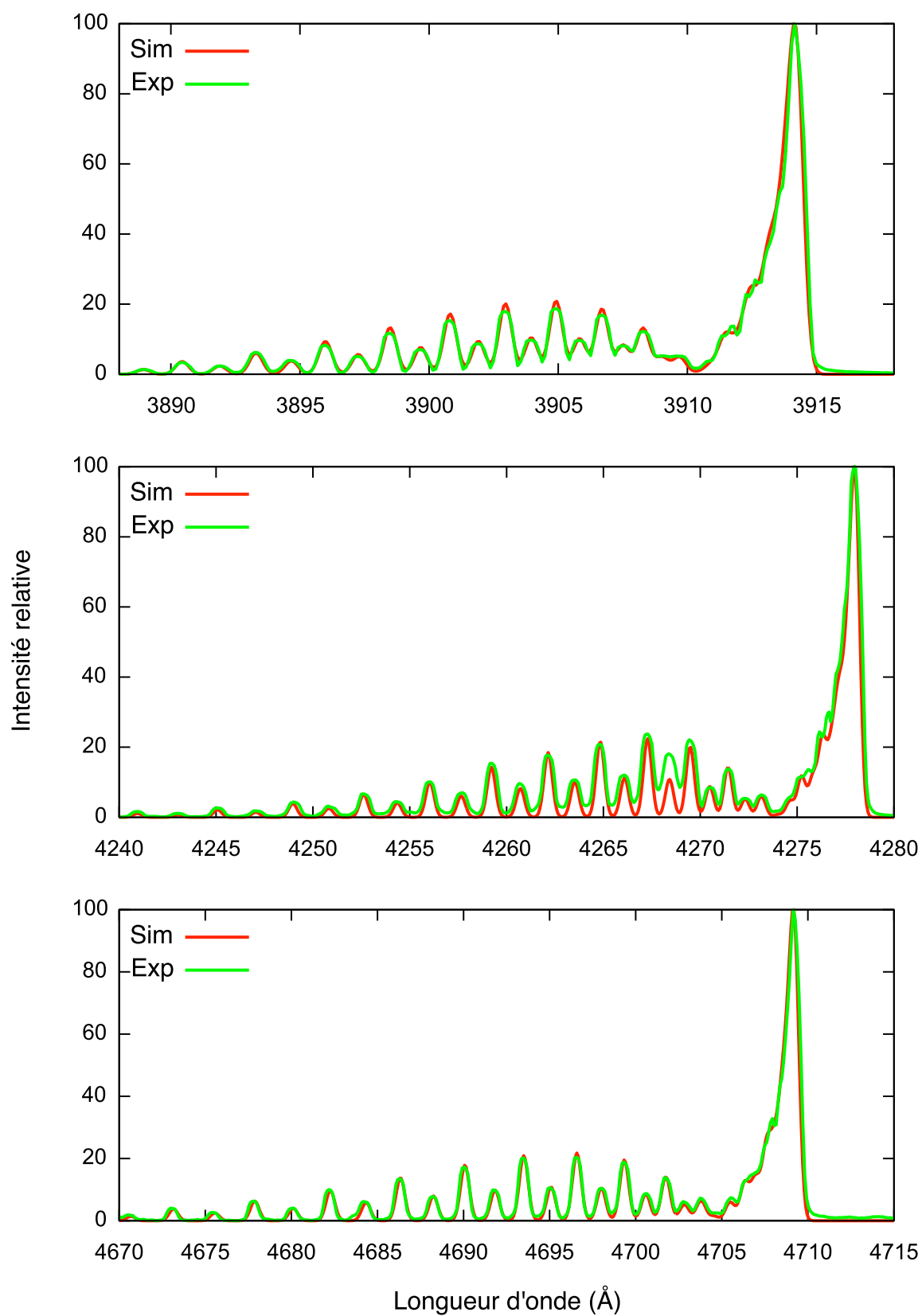


Figure 7.13 – Comparaison des spectres expérimentaux (en vert) et simulés (en rouge) avec le logiciel *LIFbase* pour les transitions (0,0), (0,1) et (0,2) de la première bande négative de N_2^+

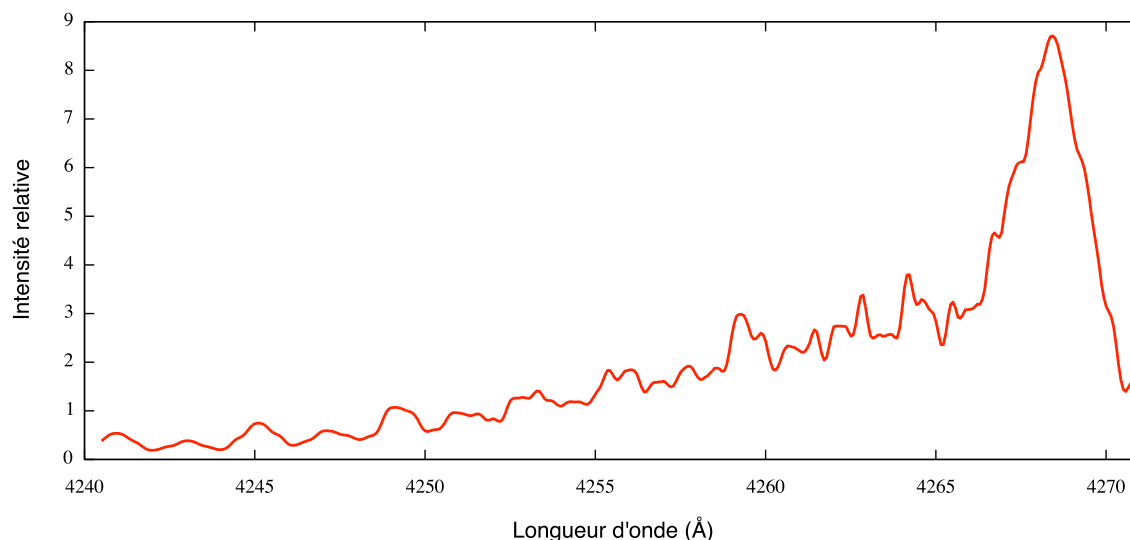


Figure 7.14 – Résidus de la différence entre les spectres simulé et expérimental de la bande (0-2) de N_2^+ . On voit alors clairement apparaître une bande moléculaire dégradée vers le violet, dont la tête de bande se situe à 4269,7 Å : il s'agit de la transition (1,5) de la seconde positive de N_2 .

7.4 Un mystérieux continuum

Dans la section 7.2.4, nous avons vu que lorsqu'on laisse pomper plusieurs jours de suite, la pression arrive à descendre très bas, à des valeurs de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$ mbar (en réalité, ceci ne s'est produit qu'à la toute fin, lorsque nous avons réussi à améliorer les problèmes de fuite ; avant ça, la pression restait stable autour de 10^{-2} mbar, et ce même après plusieurs jours de pompage). Or, à de si basses pressions, il se passe un phénomène intéressant : le libre parcours moyen des électrons devient tellement grand, que la lueur émanant de la Planeterrella emplit toute la cloche (Fig. 7.15). Mais plus étonnant, cette lumière présente un aspect blanchâtre (et un peu plus bleuté près de la cathode). Afin de déterminer s'il s'agissait d'une « illusion d'optique » (due par exemple à la faiblesse de la lumière émise), j'ai réalisé un spectre de cette lumière, visible Fig. 7.16 (courbe bleue).

On peut voir qu'il s'agit bien d'un spectre présentant un « continuum » surmonté de raies d'émissions (il s'agit du spectre de la cathode, dont l'aspect est plus bleuté que celui de l'anode, mais dont l'intensité rend plus aisée la réalisation du spectre). La première chose à laquelle on pourrait penser pour un continuum serait la présence d'un corps noir : seulement, pour qu'il ait un maximum identique au spectre bleu, *i.e.* autour de 550 nm, il faudrait un corps noir à 5500 K... , soit l'équivalent de la photosphère solaire ! Il est difficile d'imaginer des processus de chauffage aussi efficaces dans la Planeterrella. Pour s'en convaincre, il suffit de tracer un spectre de corps noir (courbe orange sur la figure 7.16) et de le comparer à l'enveloppe du spectre mesuré (courbe verte) : on s'aperçoit immédiatement qu'il ne peut s'agir de la même émission.

Le plus probable est qu'il s'agisse d'un spectre moléculaire présentant un continuum, ou au moins une structure de bandes très serrées (la basse résolution nous le ferait alors apparaître comme un continuum). C'est par exemple le cas de H_2 , qui possède un continuum autour de 200 nm et une structure de bande serrées entre 400 et 650 nm [46, 55, 98]. Comment pourrait-on avoir H_2 dans l'enceinte ? Simplement en dissociant l'eau encore présente : on peut alors imaginer qu'à très basse pression, deux atomes d'hydrogène ont le temps de se recombiner pour former un molécule de H_2 . Il pourrait tout aussi bien s'agir d'hydrocarbures : en effet, lorsque l'on soulève la cloche, une assez forte odeur d'huile se dégage. Il semblerait qu'un peu d'huile de la pompe à vide remonte dans l'enceinte, probablement sous forme gazeuse. L'action

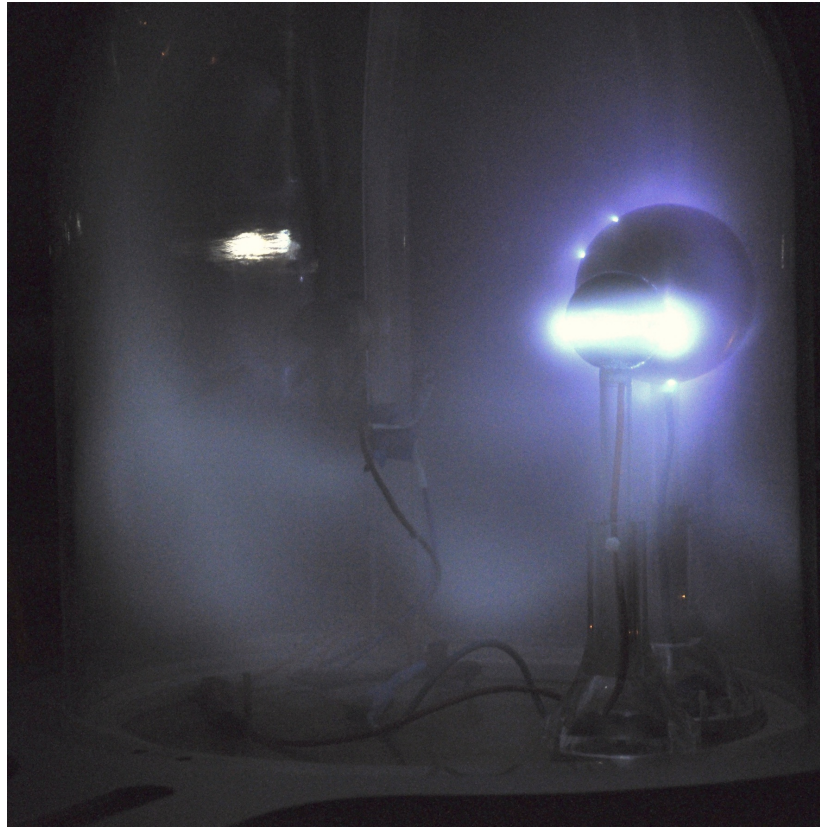


Figure 7.15 – La Planeterrella à très basse pression. L'exposition a été artificiellement augmentée pour pouvoir distinguer la lueur blanchâtre qui emplit tout la cloche, même loin des sphères.

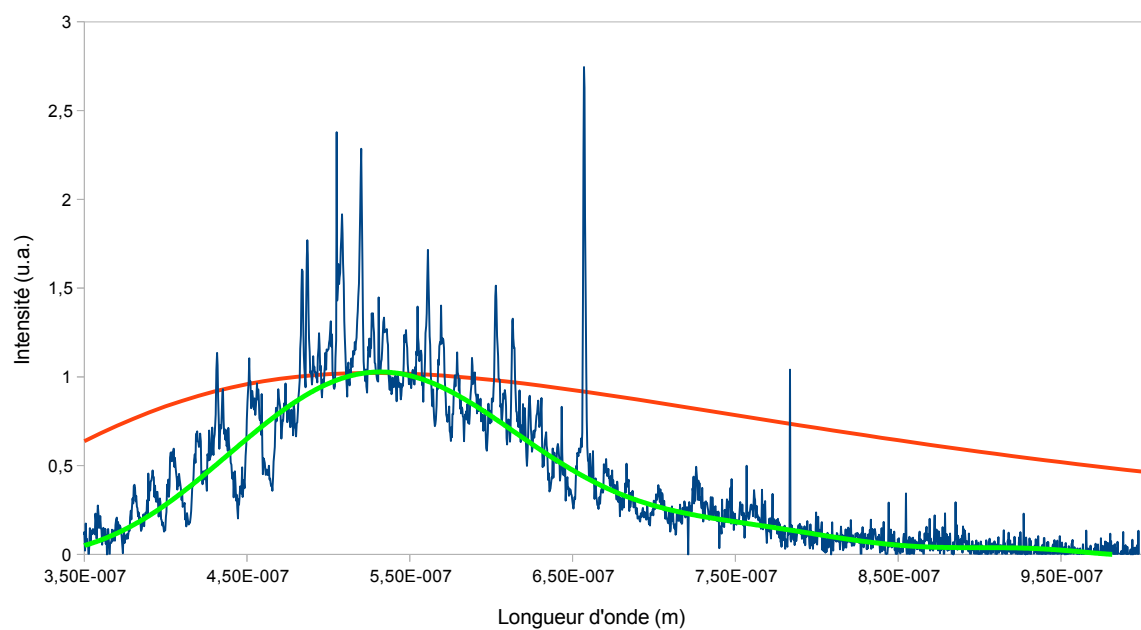


Figure 7.16 – Spectre de la cathode à très basse pression (bleu). La courbe verte représente l'enveloppe du signal, la courbe orange un corps noir à 5500 K.

combinée des électrons de la décharge et des UV produits conduirait alors à la formation de divers hydrocarbures (dont on sait que la chimie est fortement impactée par la présence de photons UV). Cette hypothèse a de plus l'avantage d'expliquer le brunissement des sphères qui fait penser à un dépôt organique en surface de celles-ci. Afin de pouvoir trancher, il faudrait pouvoir faire une étude plus approfondie, en augmentant notamment la résolution du spectre.

Quelle que soit la bonne hypothèse, l'idée que la lumière provient d'une espèce créée après le début de la décharge est corroborée par la cinétique de la luminosité. En effet, lorsque l'on impose une différence de potentiel entre les deux sphères à très basse pression, la luminosité est d'abord quasiment nulle. Puis la pression se met à augmenter (ce qui constitue au passage une preuve, outre la spectroscopie, que l'on dissocie les espèces présentes dans l'enceinte). La luminosité devient alors plus forte avec le temps. On pourrait croire que ceci est simplement dû à l'augmentation de la pression : en effet, on a vu précédemment que lorsqu'on ouvre l'échappement, la pression augmente et avec elle la luminosité. Cependant, cette augmentation de la luminosité est artificielle et sensitive : elle est simplement due au fait que, le libre parcours moyen des électrons diminuant quand la pression augmente, la lumière se trouve « concentrée » dans une petite zone à proximité des sphères, donnant cette impression de luminosité accrue.

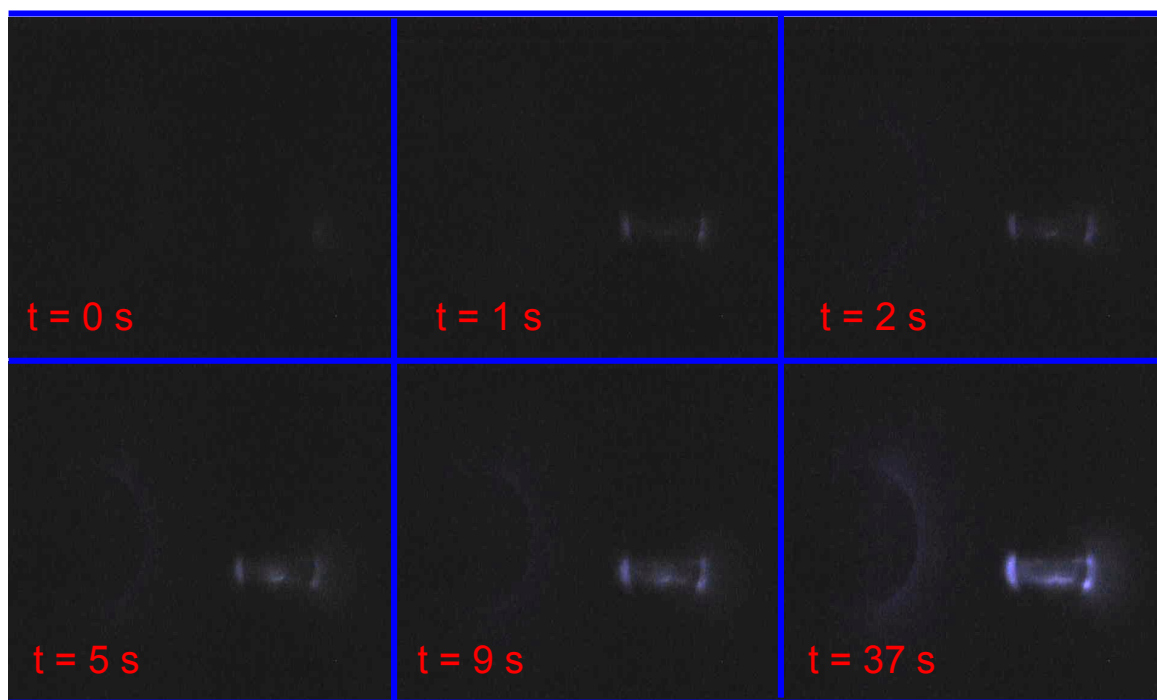


Figure 7.17 – Séquence temporelle de la Planeterrella à très basse pression. Cette série de *snapshots* issus d'une séquence filmée de la petite sphère à l'anode montre très clairement l'augmentation de la luminosité avec le temps. On peut remarquer que la pleine luminosité est atteinte une trentaine de seconde après la mise sous tension.

Au contraire, dans le cas du fonctionnement à très basse pression, la luminosité est d'abord très faible et localisée très près des sphères ; puis, celle-ci devient de plus en plus intense tout en augmentant le volume d'émission (cf. photo Fig. 7.15). La figure 7.17 montre une série de *snapshots* issus d'une séquence filmée. On y voit très clairement l'augmentation de la luminosité sur la petite sphère à l'anode. Ce comportement « étrange » de la Planeterrella à très basse pression nécessiterait des études plus approfondies, notamment afin de pouvoir distinguer un cas intéressant du point de vue des atmosphères (dissociation de l'eau et recombinaison en H_2) d'une situation plus « parasite » (présence de gaz d'échappement ou d'huile de la pompe à vide dans l'enceinte).

7.5 Spectroscopie du CO₂

7.5.1 Du CO₂ dans la Planeterrella

Un des intérêts d'utiliser la Planeterrella comme expérience scientifique est l'utilisation d'autres gaz que l'air ambiant, afin de simuler diverses situations planétaires. Le premier gaz qui vient naturellement à l'esprit est le dioxyde de carbone, gaz majoritaire de l'atmosphère de la Terre primordiale, mais aussi et surtout de l'atmosphère actuelle de nos voisines Mars et Vénus, autour desquelles nous disposons de satellites en orbite. Nous avons donc cherché à mettre du CO₂ dans la Planeterrella. Celle-ci dispose en effet d'une entrée percée dans la platine et permettant l'injection de gaz. Deux problèmes se posaient : d'une part, nous n'avions pas le matériel adéquat (détendeur, vanne de contrôle) permettant de relier une bouteille de CO₂ à une enceinte sous vide. D'autre part, la présence de fuites trop importantes (celle-ci ont partiellement été comblées par la suite) aurait nécessité de maintenir le gaz à une assez haute pression dans l'enceinte afin que le CO₂ reste majoritaire devant l'air ambiant : avec la pompe fonctionnant en permanence, nous aurions risqué de vider rapidement la bouteille de gaz.

La solution que nous avons retenue s'inspire de la réalité martienne, et nous est apparue lors de la soutenance de thèse de Florence Grisolle. Elle étudiait les analogues de glaces martiennes, glaces de CO₂ dont les dépôts saisonniers forment des calottes polaires au nord et au sud, dont les alternances de sublimation et de condensation font varier la pression atmosphérique de plus de 30 % ! Afin d'introduire du CO₂ dans l'enceinte, nous avons donc décidé d'y placer un morceau de glace carbonique. Celle-ci se sublime sous l'effet de la diminution de la pression due au pompage ; l'apport permanent de gaz par la glace carbonique assure que le CO₂ reste le gaz majoritaire. L'inconvénient principal de cette méthode est que la pression d'équilibre de sublimation est un peu élevée (de l'ordre de 150 Pa) pour voir correctement les structures aurorales se dessiner. A contrario, cette pression élevée permet au plasma, notamment au niveau de la buse, d'être très lumineux, ce qui facilite la réalisation de spectres.

7.5.2 Spectroscopie basse résolution du CO₂

Pour des problèmes de temps et de stabilité de la pression, nous n'avons pu réaliser qu'une étude spectroscopique à basse résolution du CO₂ dans la Planeterrella. Le spectre correspondant est présenté Fig. 7.18 : il s'agit de la concaténation d'un spectre réalisé avec le spectromètre USB650 pour la plage 200-348 nm, et d'un spectre obtenu avec l'USB2000+ pour la partie 348-700 nm.

Le spectre du CO₂ à basse résolution est plus compliqué à analyser que le spectre de N₂. La raison tient au fait que la principale bande du dioxyde de carbone excitée dans le visible, la bande de Fox-Duffendack-Barker (FDB) correspondant à la transition $\tilde{A}^2\Pi_u - \tilde{X}^2\Pi_g$ est composée d'un très grand nombre de bandes, dont seulement quelques-unes sont intenses. C'est pourquoi il semble y avoir sur le spectre une enveloppe semblable à un continuum, similaire au cas de la section précédente. Les principales transitions observables sont annotées sur le spectre. Le système FDB se compose en fait de deux groupes de bandes correspondant à deux groupes de transitions différents (le CO₂⁺ étant une structure triatomique, le nombre de configurations vibrationnelles possibles pour un même état électronique est plus important que dans le cas d'une molécule diatomique) : il s'agit des transitions $(n, 0, 0) \rightarrow (m, 0, 0)$ à plus basse longueur d'onde, et $(n, 0, 0) \rightarrow (m, 0, 2)$ à plus haute longueur d'onde (repérées par une astérisque sur le spectre de la figure 7.18). Les transitions indiquées sur ce spectre correspondent à la première transition de chaque groupe diagonal : la bande visible (et généralement non résolue) contient en fait tout le groupe diagonal concerné (par exemple la transition (0,0) indiquée autour de 350 nm représente tout le groupe diagonal $\Delta\nu = 0$ de la transition $(n, 0, 0) \rightarrow (m, 0, 0)$, c'est-à-dire que les transitions (1,1), (2,2), (3,3) et (4,4) sont

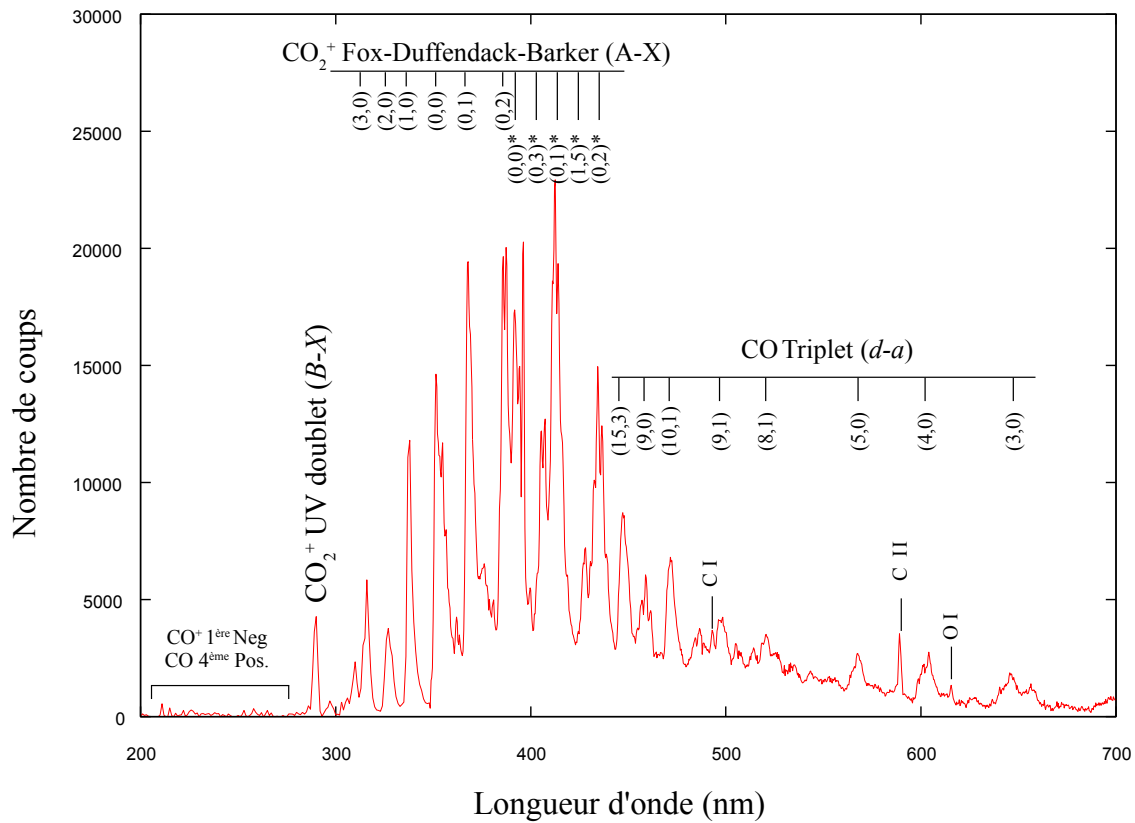


Figure 7.18 – Spectre de la Planeterrella à basse résolution obtenu avec du CO_2 . Il s'agit de la concaténation d'un spectre du spectromètre USB650 (200-348) et d'un spectre de l'USB2000+ (348-700 nm). La faible résolution spectrale ne permet pas d'identifier individuellement toutes les transitions de la bande FDB (Fox-Duffendack-Barker) occupant la majorité du spectre (300-500 nm). La première transition de chaque groupe diagonal est indiquée. Les bandes étoilées correspondent à la transition $(n, 0, 0) \rightarrow (m, 0, 2)$, les autres à la transition $(n, 0, 0) \rightarrow (m, 0, 0)$. Le doublet UV à 289, bien que non résolu, est clairement visible.

aussi contenues dans la bande visible sur le spectre). Enfin, il faut noter que chaque transition correspond généralement à un doublet (là aussi non résolu) de moment cinétique total, les deux états $\Pi_{3/2}$ et $\Pi_{1/2}$ étant définies pour chaque niveau vibrationnel.

Le système de Fox-Duffendack-Barker domine tout le spectre entre 300 et 500 nm, avec notamment deux paquets de bandes autour de 412 et 434 nm, responsables de la couleur bleue visible dans la Planeterrella (Fig. 7.20). A plus grande longueur d'onde, les bandes du triplet de CO (transition $d^3\Delta_i - a^3\Pi$ [61]) sont clairement visibles. Trois raies atomiques du carbone et de l'oxygène apparaissent (les bandes du carbone ionisé et neutre étant fréquentes dans les décharges dans le CO_2 [1]), et probablement beaucoup d'autres sont contenues dans les bandes non résolues [60]. De même, quelques bandes faibles semblent apparaître à courte longueur d'onde, appartenant potentiellement à la 4^e bande positive de CO ou à la 1^{re} bande négative de CO^+ (le problème ici n'est pas la faible intensité de ces bandes, puisque les sections efficaces d'émission sont relativement fortes - notamment pour CO^+ [2] - mais l'atténuation du signal à ces longueurs d'onde par les fibres optiques et le passage de fibre). Enfin, une dernière structure qui se détache très nettement est le fameux doublet UV à 289 nm largement évoqué au chapitre 5.

Le manque de résolution spectrale ne permettant pas d'identifier individuellement toutes

les transitions présentes, un bon moyen de se convaincre qu'il s'agit bien du spectre de CO₂⁺ est de comparer le résultat obtenu avec un spectrogramme publié. Pour ce faire, j'ai réalisé un spectrogramme simulé à partir du spectre de la figure 7.18, comparé à un spectrogramme d'une décharge de CO₂ publié par Smyth (1931) [122]. La comparaison, visible Fig. 7.19, ne laisse pas de doute sur la nature des transitions observées.

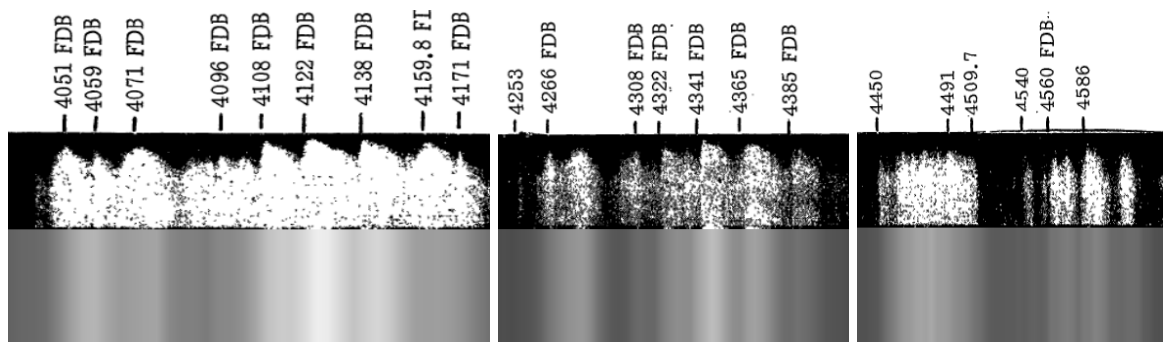


Figure 7.19 – Comparaison entre un spectrogramme obtenu par Smyth (1931) [122] et un spectrogramme synthétique obtenu à partir du spectre mesuré.

7.5.3 Des aurores bleues sur Mars ?

La bande FDB a été observée sur Mars dans le *dayglow* au limbe par les sondes Mariner 6, 7 et 9 [7, 8, 126]. Ces émissions sont induites par le flux extrême UV incident dans l'atmosphère martienne. La première aurore martienne a été détectée en 2005 grâce à l'instrument SPICAM à bord de la sonde Mars Express [12]. Le spectre de cette aurore entre 120 et 300 nm révèle les émissions de la bande de Cameron de CO et le doublet UV de CO₂⁺. En revanche, aucune observation d'une aurore martienne au dessus de 300 nm n'est disponible. Sachant que les sections efficaces d'excitation de la bande FDB sont légèrement supérieures à celles du doublet UV [1, 53], cette bande doit nécessairement être excitée. La figure 7.20 pose alors la question suivante : les aurores martiennes sont-elles bleues ?

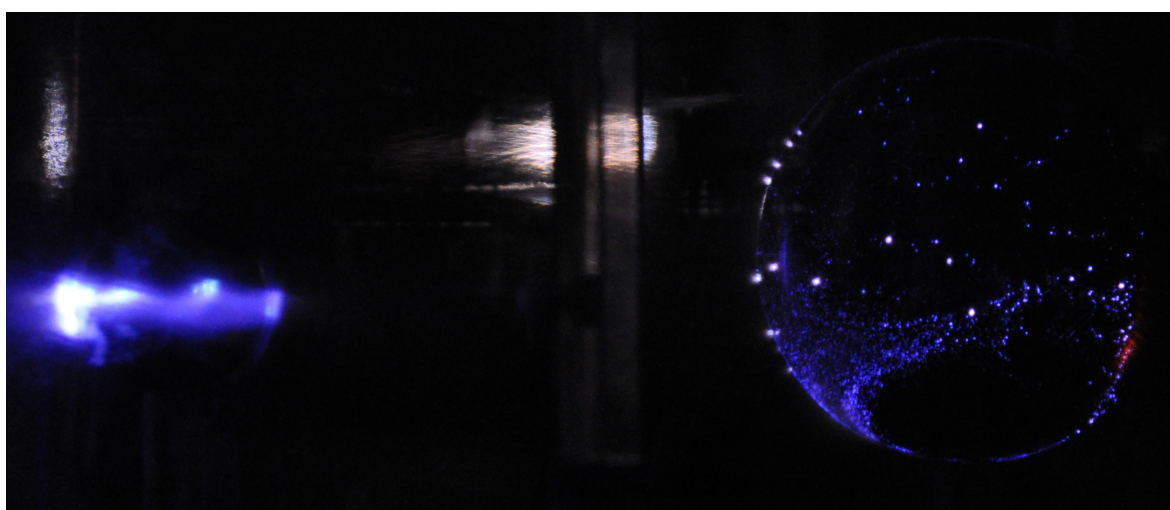
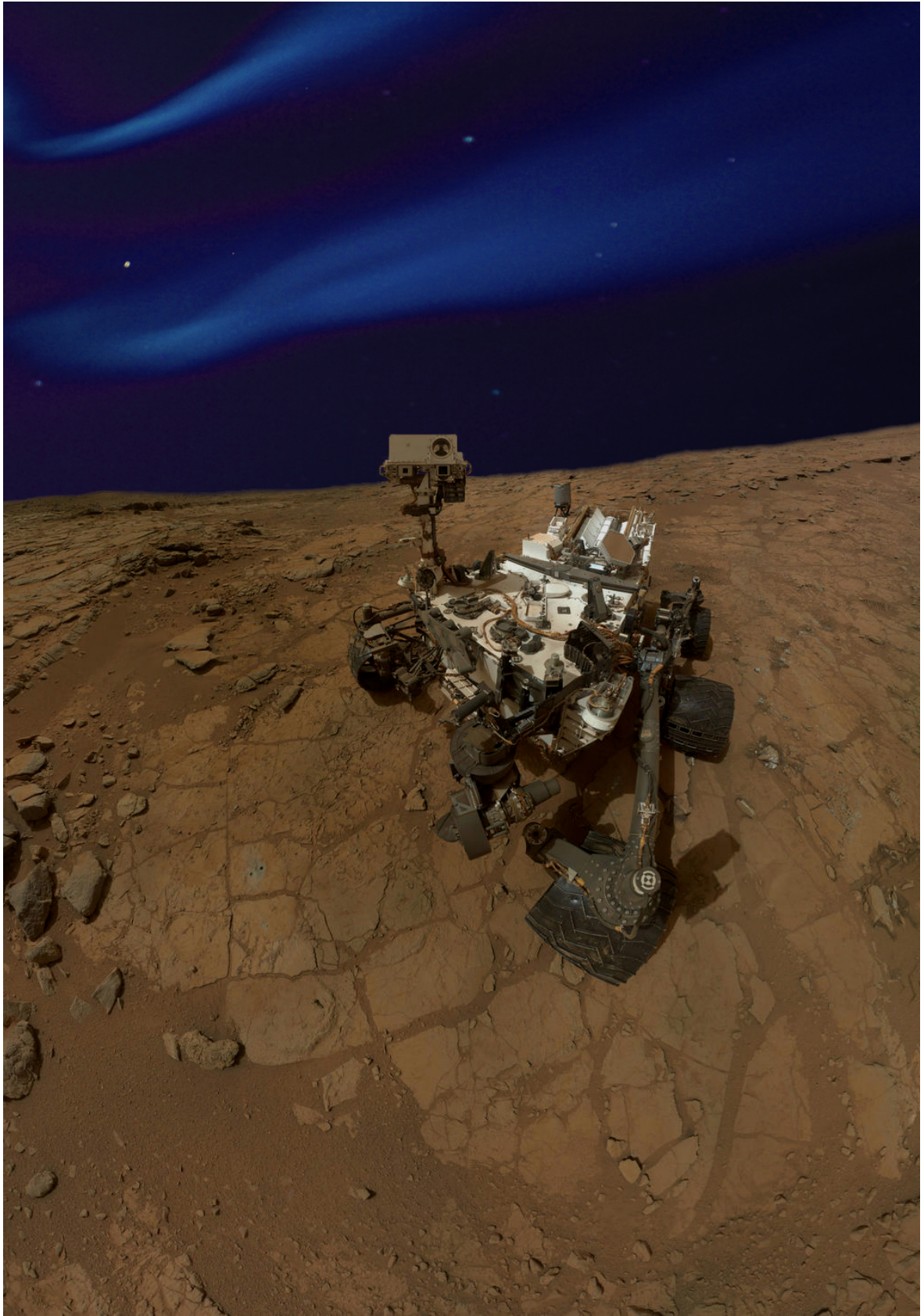


Figure 7.20 – Photographie de la Planeterrella obtenue avec du CO₂. La lumière émise, d'un bleu profond, est très différente de la lumière violette obtenue avec de l'air.



Finale

EN MOINS de vingt ans, les exoplanètes sont passées du statut d'intuition de quelques penseurs (d'Épicure à Flammarion en passant par Bruno) à un sujet d'étude scientifique mobilisant une grande partie de la communauté astrophysique. Durant cette poignée d'années, plus de 1000 exoplanètes ont été détectées ; les méthodes de détection ont été diversifiées et raffinées à l'extrême, et ont poussé et poussent encore les développements techniques dans leurs derniers retranchements (optique adaptative, interférométrie optique, algorithmes de détection sub-pixel pour l'astrométrie, etc.) ... jusqu'aux prochains (optique adaptative extrême, détecteurs logarithmiques, interférométrie spatiale, etc.) ; des méthodes de caractérisation toujours plus poussées ont été proposées, pour analyser la composition des atmosphères de ces mondes lointains et parfois extrêmes, allant jusqu'à faire des études comparables à de la météorologie (toutes proportions gardées ...). Et l'engouement pour ces objets ne se dément pas, comme en atteste la sélection en février 2014 de la mission PLATO (*PLANetary Transits and Oscillations of stars*) comme mission M3 de l'ESA.

D'un autre côté, il faut garder à l'esprit que les exoplanètes ne resteront probablement jamais rien de plus qu'un pixel sur un détecteur (quand elles n'ont pas à partager ce pixel avec leur étoile hôte!). Aussi l'apport de la modélisation pour l'étude de ces objets reste fondamental. La majeure partie de cette thèse a d'ailleurs consisté en la modélisation de l'émission de la haute atmosphère de la Terre, en particulier de la Terre primitive, avec en point de mire comme objectif de disposer d'outils pour la caractérisation d'exoplanètes de type terrestre.

La principale difficulté à laquelle nous avons été confrontés au cours de cette thèse est l'absence de modèles pour la haute atmosphère de la Terre primitive, et l'impossibilité de produire nous-même lesdits modèles. En effet, la faible densité et l'absence de collisions dans la haute atmosphère en font une zone délicate à modéliser, et dont l'étude dépassait le cadre de cette thèse. Nous avons donc travaillé sur des modèles adaptés de cas similaires à notre objet d'étude. Nous nous sommes tout d'abord intéressés au cas de l'atmosphère primordiale de la Terre, héritée de la nébuleuse protoplanétaire et principalement composée d'hydrogène. Nous nous sommes donc basés sur un modèle d'atmosphère jovienne, supposée proche en composition de l'atmosphère primordiale de la Terre. En couplant un code de transport cinétique (pour la modélisation des productions *in situ* induites par les entrées énergétiques du Soleil jeune) et un code de transfert radiatif (pour la modélisation de la diffusion résonante), nous avons calculé le rapport d'émission entre la planète et l'étoile dans la raie Lyman Alpha : celui-ci présente des valeurs faibles, rendant ce type de diagnostic inutilisable avec les moyens observationnels actuels. Cette assertion est d'autant plus vraie que le faible décalage doppler pour une planète tellurique dans la zone habitable d'une étoile de type solaire implique que la raie planétaire se situerait dans le maximum d'absorption du milieu interstellaire.

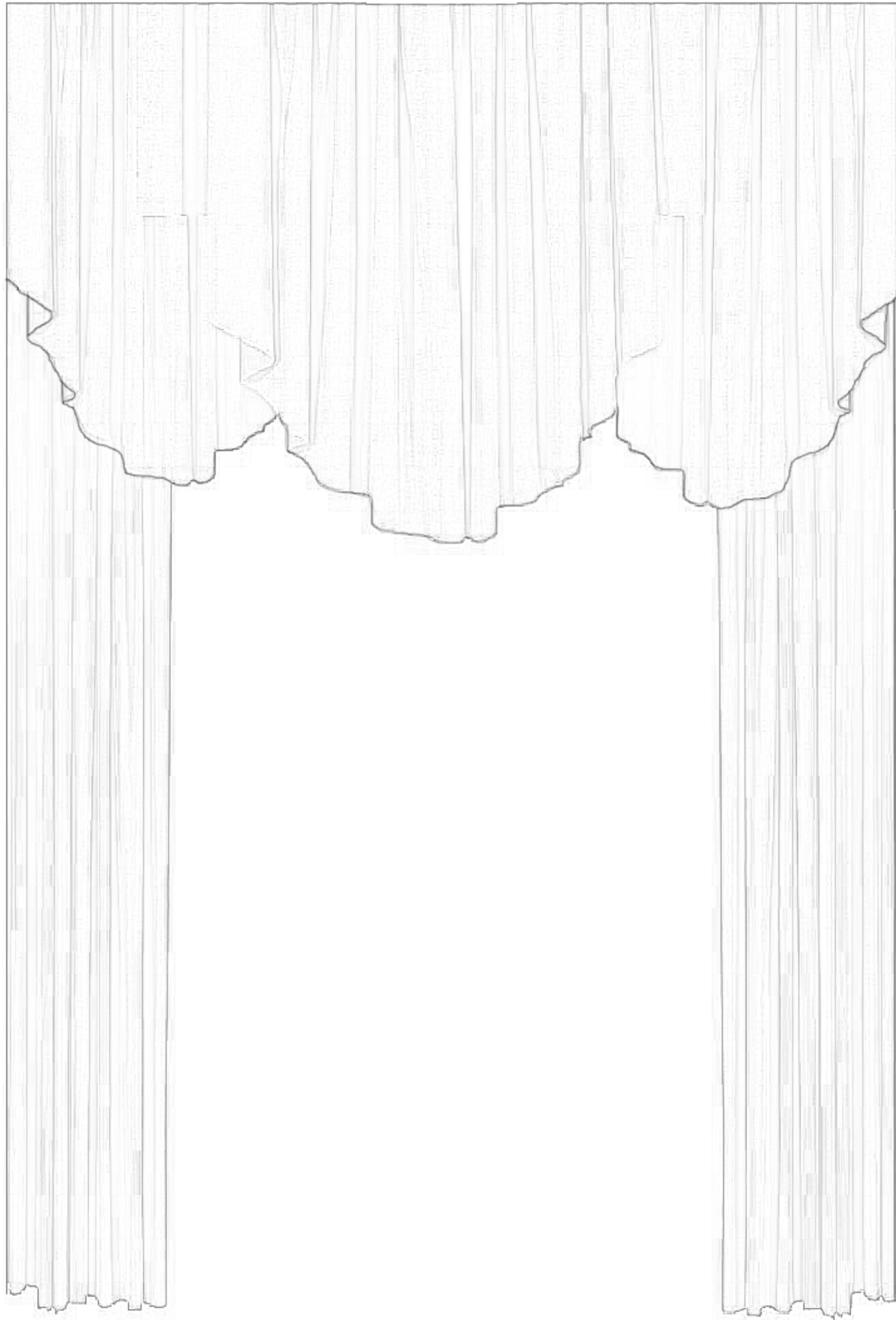
Cependant, ce travail sur l'atmosphère primordiale de la Terre nous a conduit à une étude qui n'était pas initialement prévue sur la faisabilité d'une méthode de détection indirecte

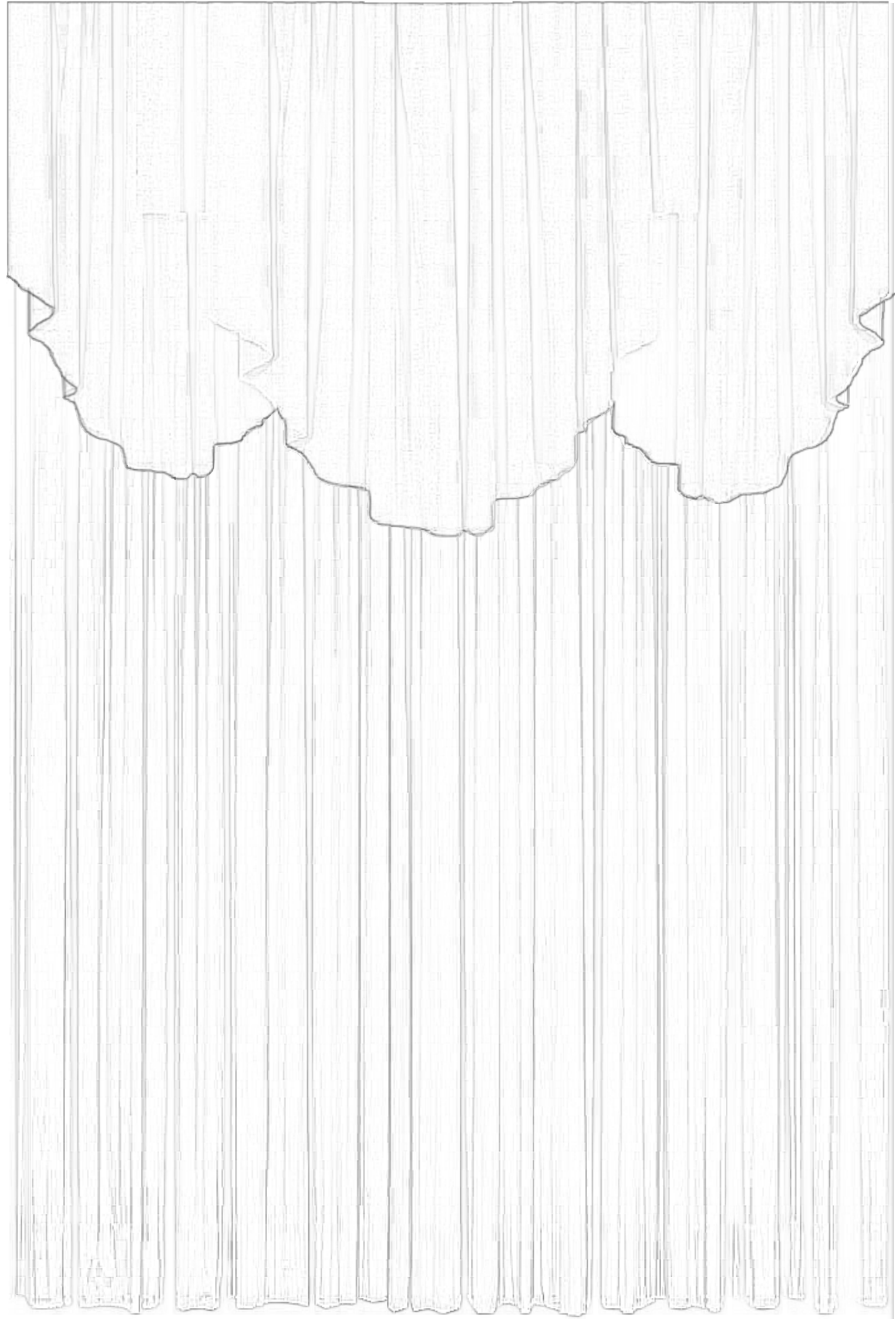
d'une couronne d'hydrogène autour d'une planète tellurique (chapitre 5). Cette étude a par ailleurs trouvé sa légitimité dans l'existence d'un nombre croissant d'exoplanètes détectées ayant une faible densité, laissant penser qu'elles possèdent une large atmosphère d'hydrogène. La méthode innovante que nous avons proposée consiste à calculer les émissions lumineuses d'une atmosphère secondaire d'une planète tellurique, avec et sans couronne d'hydrogène. En effet, l'hydrogène étant situé à plus haute altitude, on s'attend à qu'une large partie du flux extrême UV incident (issu de l'étoile hôte) soit absorbé par la couronne, conduisant à une diminution du flux planétaire dans les raies considérées. Si les émissions modélisées ont donné des résultats plutôt négatifs en terme de détectabilité (les contrastes calculés dans la raie verte de l'oxygène et le doublet du CO_2^+ pour une atmosphère de CO_2 étant pour le moment impossibles à atteindre d'un point de vue observationnel), la pertinence de la méthode proposée est attestée, et celle-ci mériterait d'être considérée dans d'autres configurations (autres types d'atmosphères, autres émissions lumineuses).

D'une manière plus générale, une des principales conclusions de ce travail de thèse est que les émissions thermosphériques de planètes telluriques sont globalement très faibles, et que leur observation dans le cas d'exoplanètes telluriques est un challenge actuellement hors de portée de nos capacités observationnelles. Au final, les configurations les plus prometteuses pour l'observation d'émissions hors équilibre concernent les planètes géantes, que ce soient les émissions thermosphériques (raie Lyman Alpha pour les « Jupiters chauds ») ou bien les émissions radios liées aux phénomènes auroraux (et autres processus d'accélération magnétosphériques).

Concernant les planètes telluriques, les bandes moléculaires restent les émissions les plus prometteuses en terme de détection, notamment parce que certaines se situent dans le minimum d'émission des spectres stellaires (typiquement entre 130 et 250 nm). Une modélisation de ces émissions moléculaires permettrait de déterminer leur caractère observable ou non. Par ailleurs, afin de palier au problème du manque de modèles d'atmosphère, une approche intéressante consisterait à faire une étude systématique par une variation des paramètres principaux des modèles d'atmosphère neutre (à savoir composition et densité de colonne), en explorant un spectre le plus large possible de ces paramètres. L'existence (ou non) de grandeurs observables accessibles dans certaines configurations (certaines raies, certaines espèces atmosphériques, dans certaines quantités) permettrait alors d'orienter la modélisation des hautes atmosphères d'exoplanètes, en restreignant l'espace des paramètres a priori pertinents (pour l'observation des émissions thermosphériques).

Enfin, la modélisation de l'émission lumineuse des bandes moléculaires passe par une meilleure connaissance de la distribution en intensité de ces bandes moléculaires à travers le spectre, pour laquelle des études expérimentales sont nécessaires. C'est dans ce cadre là que nous nous sommes intéressés, dans un dernier temps, à la Planeterra, simulateur d'aurores boréales initialement dévolu à la vulgarisation scientifique auprès du grand public. La transition vers une adaptation à visée scientifique du dispositif passant par la caractérisation de ce dernier, nous nous sommes intéressés à la spectroscopie des émissions lumineuses produites dans l'expérience. Le spectre haute résolution de l'azote moléculaire ainsi obtenu servira de test ultime pour le code développé pour l'analyse du dispositif qui, nous l'espérons, permettra à terme d'avancer dans la compréhension de la distribution de l'intensité de ces bandes d'émission.





Appendices

« Mémo » pour les utilisateurs de *TRANS/Aeroplanets* sur la prise en compte d'un champ magnétique dans le cas d'une atmosphère étendue

A.1 Introduction

Mémo à l'intention des utilisateurs de TRANS/Aeroplanets concernant le calcul des productions et du transport électronique dans le cas d'une atmosphère étendue et en présence d'un champ magnétique.

Dans TRANS/Aeroplanets, la prise en compte du champ magnétique se fait à l'aide du *magnetic dip angle* I , angle entre l'horizontale du lieu (i.e. les couches d'atmosphère, puisqu'on utilise une atmosphère plan-parallèle) et la ligne de champ magnétique. Le chemin parcouru par une particule (dans l'approximation centre-guide) étant la longueur de la ligne de champ entre deux points de la grille d'altitude, on calcule cette distance par une simple projection de la direction de la ligne de champ sur l'axe vertical.

Par ailleurs, il est possible de prendre en compte l'inclinaison de la ligne de champ avec l'altitude, en définissant un angle magnétique pour chaque point de la grille (Fig. A.1a). Typiquement, pour les atmosphères du Système Solaire, peu étendues, cette variation est négligeable, et l'on peut considérer la ligne de champ comme une droite dans l'atmosphère (l'angle entre les couches d'atmosphère et la ligne de champ étant toujours le même - Fig. A.1b).

Cette façon de prendre en compte le champ magnétique ne peut cependant pas être satisfaisante dans le cas d'une atmosphère étendue.

A.2 Atmosphère étendue et champ magnétique : évaluation de l'erreur

Pour s'en convaincre, il suffit de regarder la Fig. A.2 : elle représente la Terre primitive (en rouge) et son atmosphère primordiale (d'hydrogène) *rescalée* à partir d'une atmosphère de Jupiter : son étendue est d'environ 55500 km.

Supposons que l'on s'intéresse aux productions dans une colonne d'atmosphère au-dessus d'une certaine latitude (droite bleue, symbolisant ici la colonne à 70 ° de latitude). À cette latitude, l'angle entre l'horizontale et la tangente à la ligne de champ est d'environ 79°. Seulement, les lignes de champ s'écartent à mesure que l'on s'éloigne de la surface (le gradient

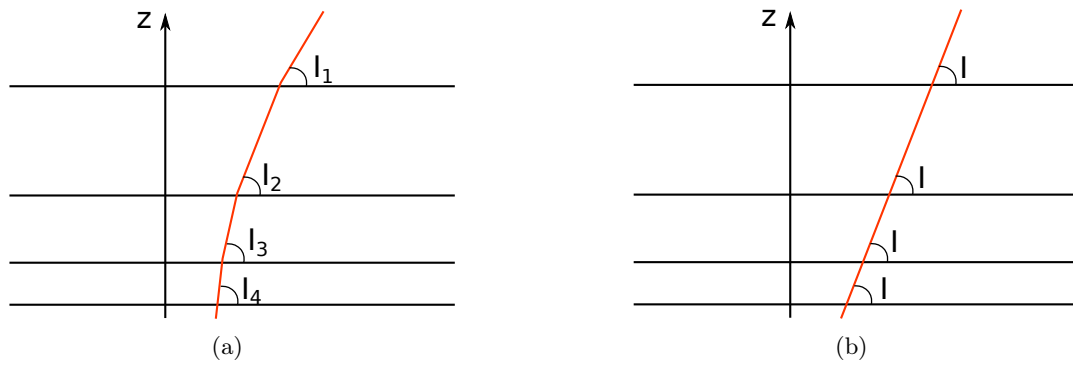


Figure A.1 – Prise en compte du champ magnétique dans TRANS, dans l'approximation du centre-guide en géométrie plan-parallèle.

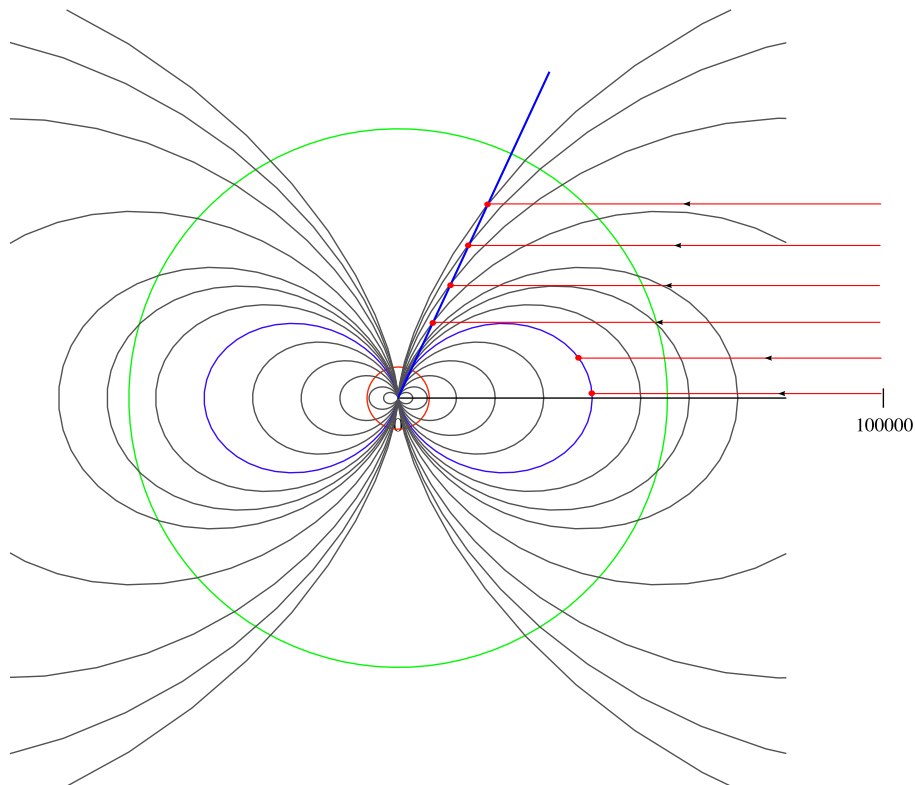


Figure A.2 – Représentation à l'échelle de la Terre (cercle rouge), de l'étendue de son atmosphère primordiale (cercle vert) et des lignes de champ (en supposant un modèle de champ dipolaire). On voit aisément que pour connaître les productions dans une colonne d'atmosphère donnée (droite bleue), il ne suffit pas de considérer la ligne de champ émergeant de la surface à la latitude d'intérêt (ligne de champ bleue)

de champ diminue, et la conservation du flux magnétique impose aux tubes de champ de s'élargir lorsque l'angle polaire augmente). On voit donc que très rapidement, la ligne de champ initiale n'est plus du tout au-dessus de la latitude 70° . Au contraire, on peut voir que la verticale locale coupe de nombreuses lignes de champ (les points d'intersection sont marqués en rouge sur la Fig. A.2).

On ne peut donc pas se contenter de « suivre » la ligne de champ émergent de la surface à la latitude considérée (ligne de champ bleue sur la Fig. A.2). Pour s'en convaincre, il suffit de calculer à quelle altitude la ligne de champ se trouve au-dessus de la latitude 69° (donc pour laquelle on a un écart de 1° par rapport à la latitude initiale).

Prenons le cas de la Terre, avec $R = 6400$ km. Les lignes de champ sont de la forme (polaire) : $\rho(\theta) = K \sin^2(\theta)$. Le coefficient K caractérisant la ligne de champ émergeant de la surface à la latitude λ est donné par :

$$K = \frac{R}{\sin^2(\theta)} \quad (\text{A.1})$$

où $\theta = 90^\circ - \lambda$ est l'angle polaire.

Cette ligne de champ coupe la verticale de la latitude 69° à l'altitude $\rho(21) = 54700 \times \sin^2(21) \simeq 7025$ km. Autrement dit, si l'on calcule les productions en suivant la ligne de champ émergeant de la surface à $\lambda = 70^\circ$, on se retrouve à calculer les productions ioniques à la latitude $\lambda = 69^\circ$ pour une altitude de 625 km ... soit à peu près la position de l'exobase sur la Terre actuelle! (on néglige ici la courbure de la ligne de champ dans le calcul de la longueur parcourue, la longueur de la corde étant sensiblement égale à la longueur de l'arc pour un écart de 1°).

On peut remarquer que la situation est plus favorable pour les hautes latitudes, et plus défavorable pour les basses latitudes. Par exemple, à $\lambda = 45^\circ$, on fait une erreur de 1° pour une altitude de seulement 220 km!!

A.3 Méthode de calcul à développer

On peut voir sur la Fig. A.2 que pour calculer les productions ioniques dans une colonne correspondant à une latitude donnée, le calcul est beaucoup plus complexe que dans le cas d'une atmosphère comprimée. En effet, le calcul va porter non plus sur une ligne, mais sur toutes les lignes de champ émergeant au-dessus de la latitude considérée et coupant la verticale du lieu d'intérêt. On peut aisément calculer quelles lignes de champs sont concernées. La première est bien sûr la ligne émergeant à la latitude considérée. Dans notre exemple, il s'agit de la ligne de champ sortant à $\lambda = 70^\circ$, correspondant à $\rho(\theta) = 54700 \sin^2(\theta)$. La dernière ligne concernée est celle qui coupe la droite correspondant à la verticale du lieu à la limite de l'atmosphère. Ici, la limite est située à 55500 km, ce qui correspond à la ligne de champ $\rho(\theta) = 475000 \sin^2(\theta)$, émergeant de la surface de la Terre à la latitude $\lambda = 84^\circ$.

La méthode proposée est alors la suivante : le calcul est réalisé selon une atmosphère plan-parallèle dans une colonne située au-dessus d'une certaine latitude. La grille d'altitude est discrétisée (méthode traditionnelle). À l'aide du modèle de champ (par exemple ici le champ dipolaire), on peut calculer l'équation de toutes les lignes de champs coupant la verticale au niveau des points de la grille d'altitude.

À partir de là, il faut calculer les productions le long de chaque ligne de champ : la valeur d'intérêt étant alors la valeur obtenue au point de grille qui nous intéresse. De cette manière, on se retrouve avec un système identique au calcul habituel, avec un taux de production d'ions à chaque point de la grille d'altitude. On peut alors appliquer les méthodes habituelles (interpolation, ...).

A.3.1 Calcul le long des lignes de champ

Il « ne reste plus qu'à » calculer les productions et le transport le long des lignes de champ. Pour cela, on peut considérer une atmosphère tordue le long de la ligne de champ : on se ramène alors au calcul de transport selon une verticale, le modèle d'atmosphère étant modifié en conséquence pour représenter l'état réel de l'atmosphère parcourue par la ligne de champ. Dans un modèle dipolaire, les lignes de champs étant en $\sin^2(\theta)$, fonction strictement croissante, le modèle d'atmosphère « tordu » gardera globalement les mêmes propriétés que l'atmosphère initiale¹ : seuls les taux de croissance (ou de décroissance) des concentrations seront modifiés. De même, l'étendue de l'atmosphère sera bien évidemment modifiée, la hauteur totale correspondant à la longueur réelle parcourue le long de la ligne de champ.

Soit une ligne de champ considérée, et l'atmosphère « tordue » qui va avec. Le calcul du transport est identique aux cas classiques rencontrés jusqu'alors. Le dernier point à considérer concerne la photoionisation. En effet, il faut discrétiser spatialement la nouvelle atmosphère, et calculer les productions dues à la photoionisation à chaque point de grille. Cependant, il convient pour calculer cette ionisation, de calculer l'atténuation du faisceau lumineux incident en chaque point de la grille. Ceci ne peut se faire qu'en considérant l'atmosphère initiale, et en calculant l'atténuation selon le chemin effectivement parcouru par le rayon lumineux. Cependant, avec la méthode que j'ai implémentée dans TRANS/Aeroplanets, ce dernier point n'est pas le plus complexe. Il suffit d'associer, à chaque point de grille de l'atmosphère tordue, la valeur de l'atténuation correspondante, calculée en considérant la vraie géométrie.

Remarque : Pour toutes les lignes de champ émergeant plus haut que la latitude considérée, il faut connaître les taux de productions à l'intersection de la ligne de champ et de la verticale (points rouges Fig. A.2). Ceci suppose de calculer les taux d'ionisation en tous points de la ligne de champ, *de part et d'autre* de la verticale. En effet, la moitié des électrons produit descend la ligne de champ, et la moitié la remonte...

Remarque : Tout ceci ne concerne que les productions dues à la photoionisation. Pour les précipitations électroniques, l'affaire semble encore plus compliquée. En effet, les lignes de champ empruntées par les électrons précipitant dépendent de la zone de reconnection magnétique au niveau du feuillet de plasma. Donc contrairement à la photoionisation, toutes les lignes de champ ne seront pas concernées par le transport d'électrons précipités. Autrement dit, pour calculer les productions dues aux électrons précipités dans une colonne d'atmosphère à une altitude donnée, il faut savoir quelles lignes de champ seront concernées, et donc faire une hypothèse sur l'altitude et la taille de la zone d'entrée des particules. En supposant que les particules n'empruntent qu'une seule ligne de champ, on peut toujours calculer le transport et les phénomènes d'excitation selon cette ligne, par le même principe de l'atmosphère « tordue ». On pourrait alors regarder à quelle longueur parcourue se situe le maximum de production, et l'altitude et la latitude correspondant dans la géométrie réelle.

1. On considère pour cela une atmosphère identique quelque que soit la latitude considérée : on fait donc l'approximation d'un système totalement isotrope. Ou alors, il faut en plus considérer un modèle d'atmosphère différent par latitude, mais alors là ...

Annexe **B**

Spectre haute résolution de la Planeterrella

Cette annexe présente le spectre haute résolution de la Planeterrella. La figure **B.1** montre une comparaison entre les spectre haute et basse résolution. Des agrandissements par plage de longueur d'onde et annotés sont présentés sur les figures **B.2** à **B.5**. Les différentes bandes vibrationnelles sont identifiées sur les spectres ; les numéros correspondent au raies atomiques références dans le tableau **7.2** du chapitre **7**

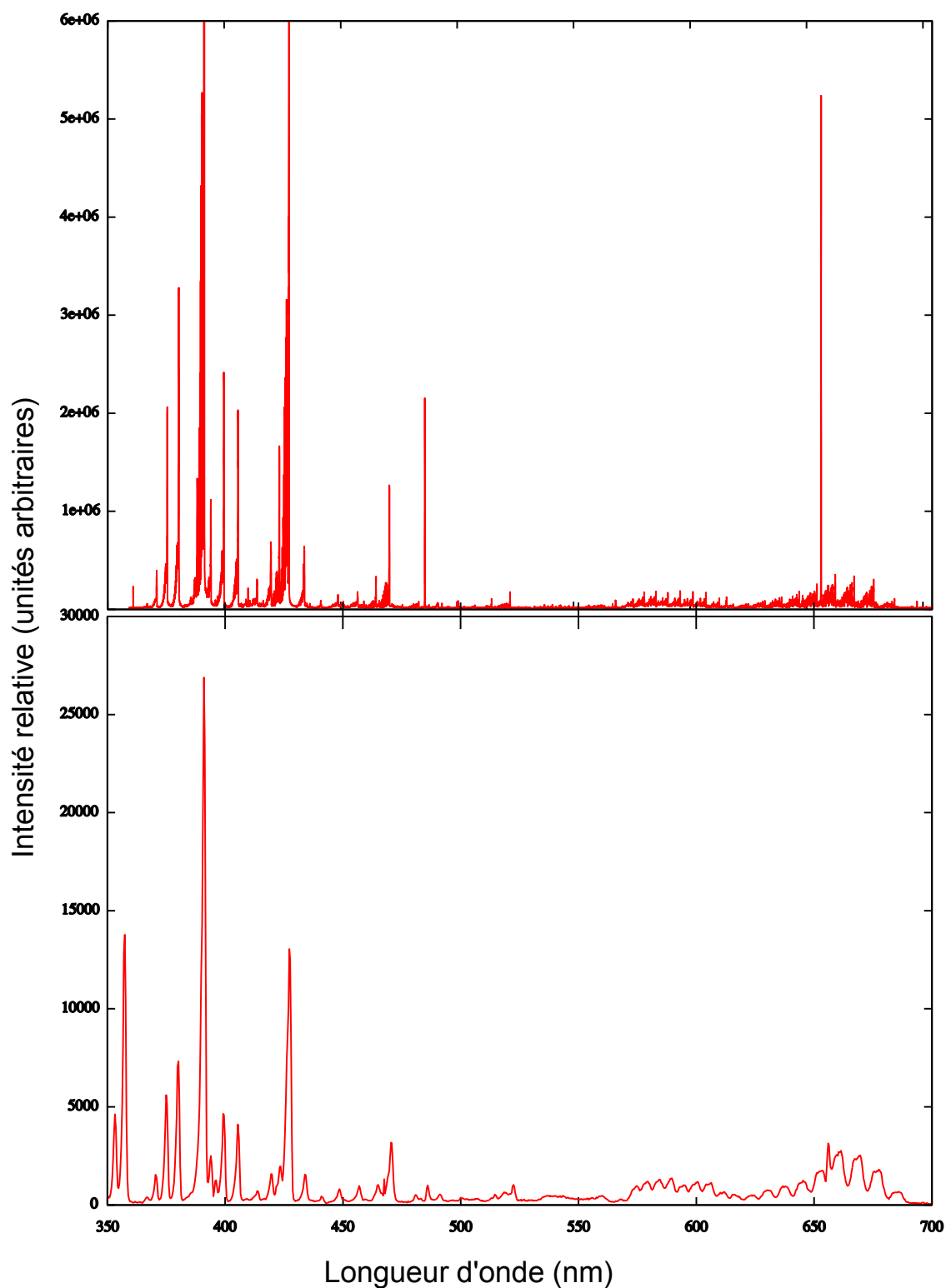


Figure B.1 – Comparaison des spectres haute et basse résolution de la Planeterrella obtenus avec de l'air. Les bandes à 391 et 427 nm de N_2^+ ont été coupées pour plus de visibilité.

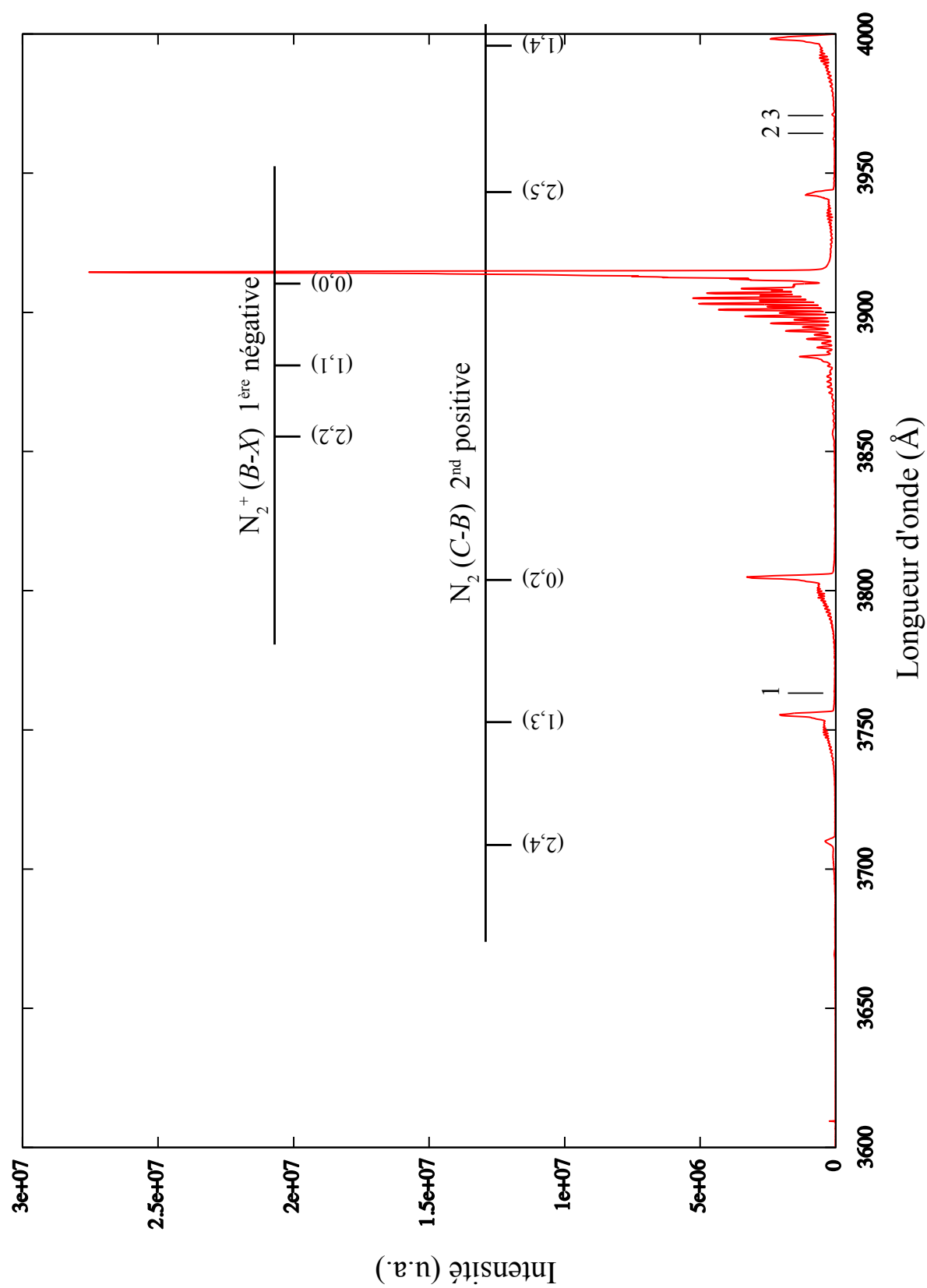


Figure B.2 – 3600-4000 Å

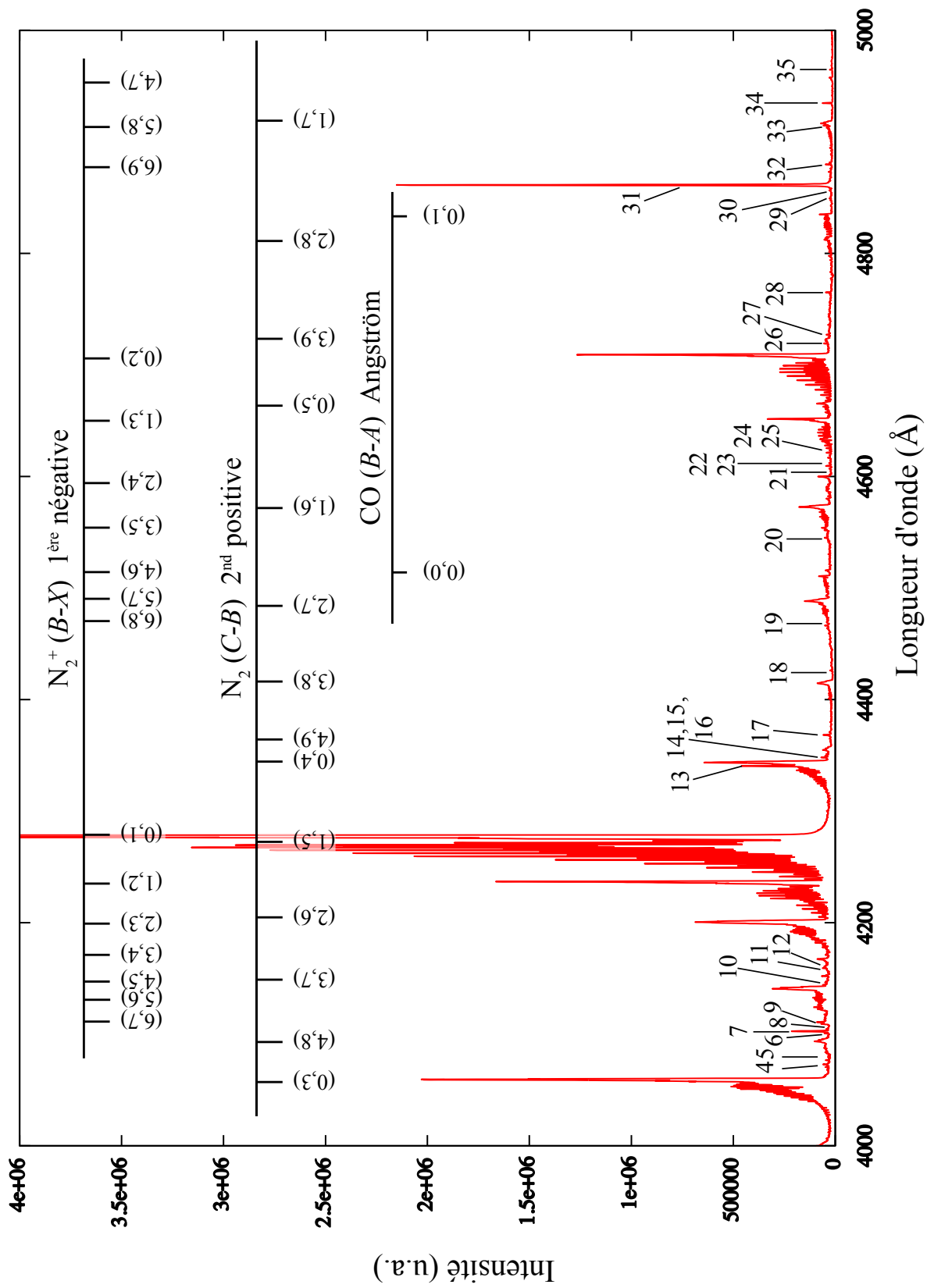


Figure B.3 – 4000-5000 Å

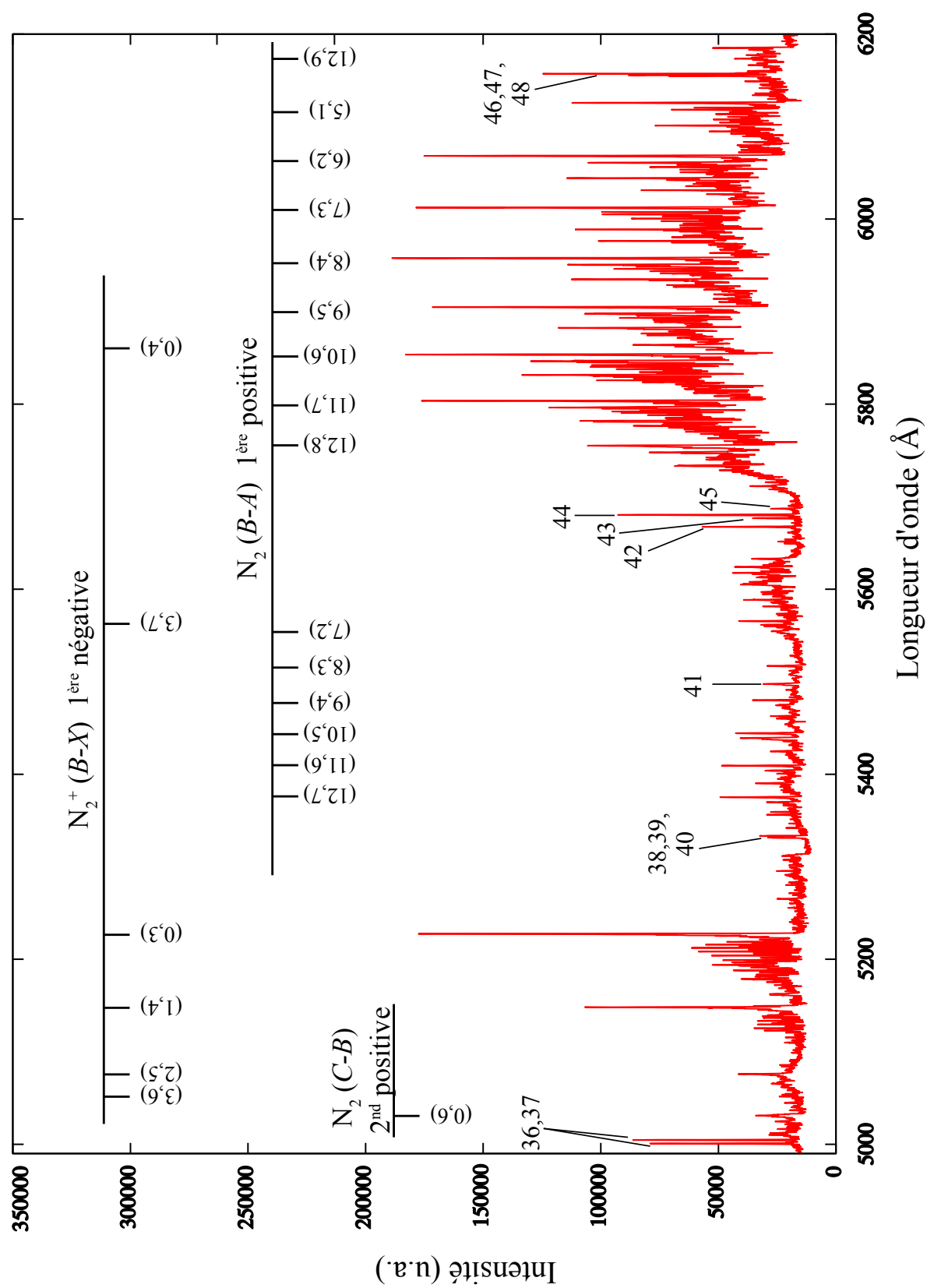
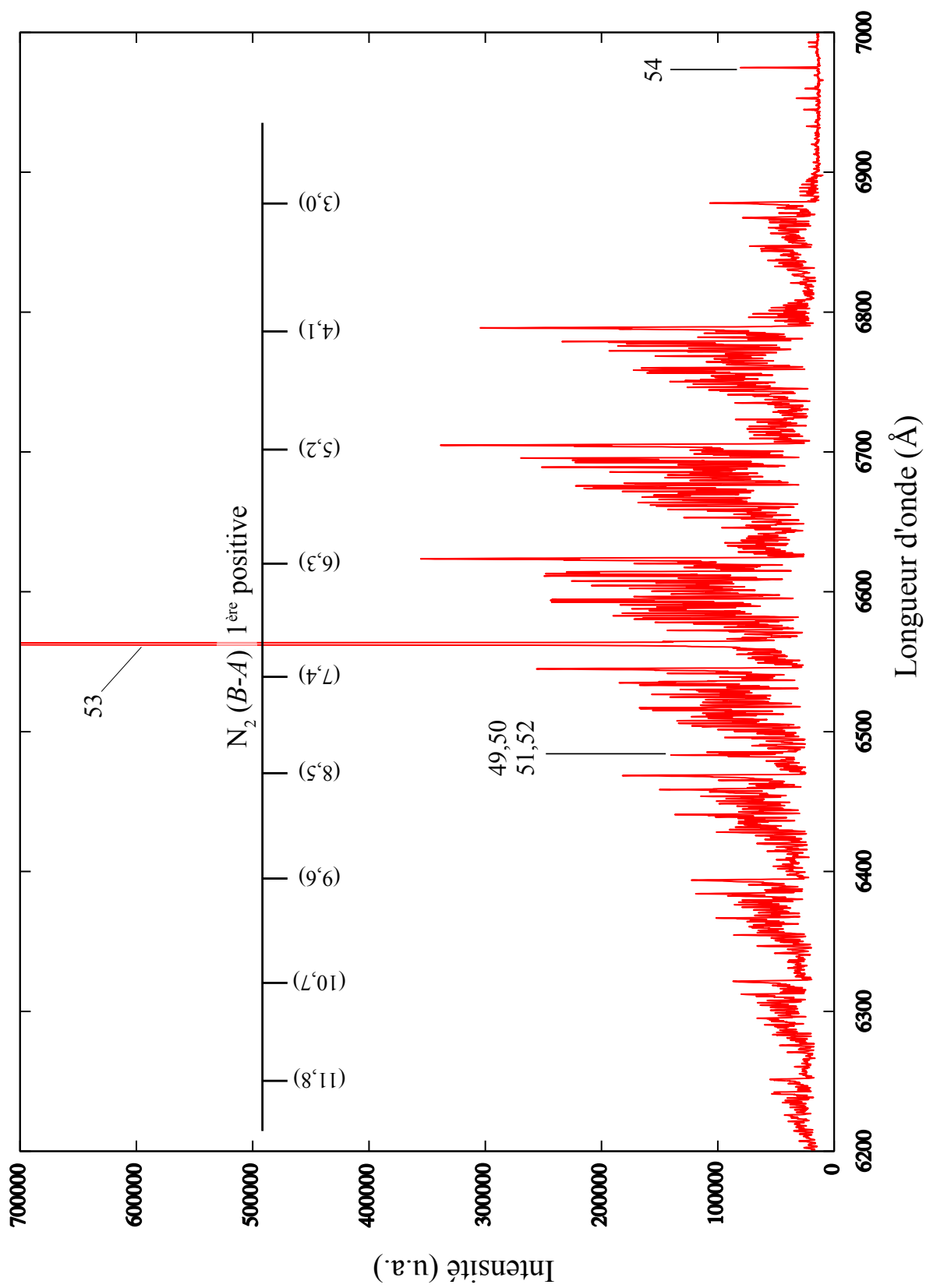


Figure B.4 – 5000-6200 Å

Figure B.5 – 6200-7000 \AA

Bibliographie

- [1] Joseph M Ajello. Emission cross sections of CO_2 by electron impact in the interval 1260–4500 Å. ii. *The Journal of Chemical Physics*, 55(7) :3169–3177, 1971.
- [2] Joseph M Ajello. Emission cross sections of CO by electron impact in the interval 1260–5000 Å. i. *The Journal of Chemical Physics*, 55(7) :3158–3168, 1971.
- [3] S.K. Atreya, J.B. Pollack, and M.S. Matthews. *Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres*. University of Arizona Press, 1989.
- [4] SV Avakyan, RN Il'in, VM Lavrov, and GN Ogurstov. *Collision processes and excitation of UV emission from planetary atmospheric gases : a handbook of cross sections*. Gordon and Breach Science, 1998.
- [5] TR Ayres. A physically realistic approximate form for the redistribution function r (ii-a). *The Astrophysical Journal*, 294 :153–157, 1985.
- [6] D.J. Baker. Rayleigh, the unit for light radiance. *Applied Optics*, 13(9) :2160–2163, 1974.
- [7] CA Barth, CW Hord, JB Pearce, KK Kelly, GP Anderson, and AI Stewart. Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment : Upper atmosphere data. *Journal of Geophysical Research*, 76(10) :2213–2227, 1971.
- [8] Charles Adolph Barth, AI Stewart, CW Hord, and AL Lane. Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment : Mars airglow spectroscopy and variations in Lyman alpha. *Icarus*, 17(2) :457–468, 1972.
- [9] M. Barthélemy, J. Lilensten, and CD Parkinson. A method to detect H in the atmosphere of transiting extrasolar planets using the EUV spectrum. *Astronomy and Astrophysics*, 474(1) :301–306, 2007.
- [10] M Bazavan and I Iova. Temperature determination of a cold N_2 discharge plasma by the fit of the experimental spectra with the simulated emission spectra. *Romanian Reports in Physics*, 60(3) :671–678, 2008.
- [11] KA Berrington and PG Burke. Effective collision strengths for forbidden transitions in He and He^+ scattering. *Planetary and Space Science*, 29(3) :377–381, 1981.
- [12] Jean-Loup Bertaux, François Leblanc, Olivier Witasse, Eric Quemerais, Jean Lilensten, SA Stern, B Sandel, and Oleg Korablev. Discovery of an aurora on Mars. *Nature*, 435 (7043) :790–794, 2005.
- [13] Kristian Birkeland. Sur les rayons cathodiques sous l'action de forces magnétiques intenses.... *Arch. des Sci. Phys. et Nat.*, 1896.

- [14] Kristian Birkeland. Les anneaux de saturne sont-ils dus à une radiation électrique de la planète? *Comptes Rendus Academie des Sciences (serie non specifiée)*, 1911.
- [15] Roger G Burnside, John W Meriwether, and James CG Walker. Airglow observations of the oi 7774 Å multiplet at arecibo during a magnetic storm. *Journal of Geophysical Research : Space Physics (1978–2012)*, 85(A2) :767–773, 1980.
- [16] R Paul Butler, Steven S Vogt, Geoffrey W Marcy, Debra A Fischer, Jason T Wright, Gregory W Henry, Greg Laughlin, and Jack J Lissauer. A neptune-mass planet orbiting the nearby m dwarf gj 436. *The Astrophysical Journal*, 617(1) :580, 2004.
- [17] S. Chandrasekhar. *Radiative transfer*. Dover Pubns, 1960.
- [18] S. Chapman. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proceedings of the Physical Society*, 43 (1) :26, 1930.
- [19] S. Chapman. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth part ii. grazing incidence. *Proceedings of the Physical Society*, 43(5) :483, 1931.
- [20] David Charbonneau, Robert W Noyes, Sylvain G Korzennik, Peter Nisenson, Saurabh Jha, Steven S Vogt, and Robert I Kibrick. An upper limit on the reflected light from the planet orbiting the star τ bootis. *The Astrophysical Journal Letters*, 522(2) :L145, 1999.
- [21] AJ Deans and GG Shepherd. A rocket measurement of thermospheric temperatures derived from molecular rotational intensity distributions in the aurora. *Planetary and space science*, 31(10) :1137–1145, 1983.
- [22] Anneli Ehlerding. *Electron-ion recombination in atmospheric and laboratory plasmas*. PhD thesis, Stockholm, 2006.
- [23] David Ehrenreich, A Lecavelier Des Etangs, and Xavier Delfosse. Hst/stis lyman- α observations of the quiet m dwarf gj 436 : Predictions for the exospheric transit signature of the hot neptune gj 436b. *Astronomy & Astrophysics*, 529, 2011.
- [24] Nikolai V Erkaev, Helmut Lammer, Petra Odert, Yuri N Kulikov, Kristina G Kislyakova, Maxim L Khodachenko, Manuel Güdel, Arnold Hanslmeier, and Helfried Biernat. Xuv-exposed, non-hydrostatic hydrogen-rich upper atmospheres of terrestrial planets. part i : atmospheric expansion and thermal escape. *Astrobiology*, 13(11) :1011–1029, 2013.
- [25] J. Farquhar and B.A. Wing. Multiple sulfur isotopes and the evolution of the atmosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 213(1-2) :1–13, 2003.
- [26] J. Farquhar, H. Bao, and M. Thiemens. Atmospheric influence of earth’s earliest sulfur cycle. *Science*, 289(5480) :756, 2000.
- [27] P. Feautrier. Sur la resolution numerique de l’equation de transfert. *Comptes Rendus Academie des Sciences (serie non specifiée)*, 258 :3189, 1964.
- [28] François Forget, Franck Montmessin, Jean-Loup Bertaux, Francisco González-Galindo, Sébastien Lebonnois, Eric Quémerais, Aurélie Reberac, Emmanuel Dimarellis, and Miguel A López-Valverde. Density and temperatures of the upper martian atmosphere measured by stellar occultations with mars express spicam. *Journal of Geophysical Research : Planets (1991–2012)*, 114(E1), 2009.

- [29] Jane L Fox and Stephen W Bougher. Structure, luminosity, and dynamics of the venus thermosphere. In *Venus Aeronomy*, pages 357–489. Springer, 1991.
- [30] Kevin France, Cynthia S Froning, Jeffrey L Linsky, Aki Roberge, John T Stocke, Feng Tian, Rachel Bushinsky, Jean-Michel Désert, Pablo Mauas, Mariela Vieytes, et al. The ultraviolet radiation environment around m dwarf exoplanet host stars. *The Astrophysical Journal*, 763(2) :149, 2013.
- [31] M. Galand. *Transport des protons dans l'ionosphère aurorale*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 1996.
- [32] M. Gargaud, D. Despois, and J-P. Parisot. *L'environnement de la terre primitive*. Presses Univ de Bordeaux, 2005.
- [33] M. Gargaud, T. Montmerle, R. Pascal, P. Lopez-Garcia, H. Martin, et al. *Le Soleil, la Terre... la vie : la quête des origines*. Belin, 2009.
- [34] Hidenori Genda and Masahiro Ikoma. Origin of the ocean on the earth : early evolution of water d/h in a hydrogen-rich atmosphere. *Icarus*, 194(1) :42–52, 2008.
- [35] Forrest R Gilmore, Russ R Laher, and Patrick J Espy. Franck–condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems. *Journal of physical and chemical reference data*, 21(5) : 1005–1107, 1992.
- [36] G.R. Gladstone. Radiative transfer with partial frequency redistribution in inhomogeneous atmospheres : Application to the jovian aurora. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 27(5) :545–556, 1982.
- [37] G.R. Gladstone. Uv resonance line dayglow emissions on earth and jupiter. *Journal of Geophysical Research*, 93(A12) :14623–14, 1988.
- [38] DO Gough. Solar interior structure and luminosity variations. *Solar Physics*, 74(1) : 21–34, 1981.
- [39] E. Griffioen. A pseudo three-dimensional resonance line radiative transfer model with overlapping lines. *Journal of Geophysical research*, 105(E10) :24613–24620, 2000.
- [40] D. Grodent, J.C. Gerard, and JH Waite Jr. A self-consistent model of the jovian auroral thermal structure. *Journal of geophysical research*, 106 :12933–12952, 2001.
- [41] G. Gronoff. *Étude des effets des entrées énergétiques dans les atmosphères de Vénus, Mars et Titan*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2009.
- [42] G. Gronoff, C. Simon Wedlund, C. Mertens, and R. Lillis. Computing uncertainties in thermosphere-ionosphere-airglow models. i-electron flux and specie production uncertainties. *To be submitted to JGR*, 2011.
- [43] Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, Cyril Simon, Mathieu Barthélemy, François Leblanc, and Odile Dutuit. Modelling the venusian airglow. *Astronomy and Astrophysics*, 482 (3) :1015–1029, 2008.
- [44] M. Güdel. The sun in time : Activity and environment. *Arxiv preprint arXiv :0712.1763*, 2007.
- [45] AE Hedin, HB Niemann, WT Kasprzak, and A Seiff. Global empirical model of the venus thermosphere. *Journal of geophysical research*, 88(A1) :73–83, 1983.

- [46] Gerhard Herzberg. *Molecular Spectra And Molecular Structure : Spectra Of Diatomic Molecules* Author : Gerhard Herzberg, Publisher : Krieger Pub. Krieger Pub Co, 1989.
- [47] Gerhard Herzberg. *Molecular Structure and Molecular Spectroscopy III : Electronic Spectra and Electronic Structure of Polyatomic Molecules*. Krieger, Malabar, 1991.
- [48] H.D. Holland. The oxygenation of the atmosphere and oceans. *Philosophical Transactions of the Royal Society B : Biological Sciences*, 361(1470) :903, 2006.
- [49] H.D. Holland. Why the atmosphere became oxygenated : A proposal. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 73(18) :5241–5255, 2009.
- [50] D.L. Huestis. Accurate evaluation of the chapman function for atmospheric attenuation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 69(6) :709–721, 2001.
- [51] DG Hummer. Non-coherent scattering : I. the redistribution function with doppler broadening. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 125 :21–37, 1962.
- [52] Masahiro Ikoma and Yasunori Hori. In situ accretion of hydrogen-rich atmospheres on short-period super-earths : Implications for the kepler-11 planets. *The Astrophysical Journal*, 753(1) :66, 2012.
- [53] Yukikazu Itikawa. Cross sections for electron collisions with carbon dioxide. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31 :749, 2002.
- [54] Yukikazu Itikawa and Nigel Mason. Cross sections for electron collisions with water molecules. *Journal of Physical and Chemical reference data*, 34(1) :1–22, 2005.
- [55] Geoffrey K James, Joseph M Ajello, and Wayne R Pryor. The middle ultraviolet-visible spectrum of h₂ excited by electron impact. *Journal of Geophysical Research : Planets* (1991–2012), 103(E9) :20113–20123, 1998.
- [56] O Jokiahho, BS Lanchester, N Ivchenko, GJ Daniell, LCH Miller, and D Lummerzheim. Rotational temperature of n 2+(0, 2) ions from spectrographic measurements used to infer the energy of precipitation in different auroral forms and compared with radar measurements. In *Annales Geophysicae*, volume 26, pages 853–866. Copernicus GmbH, 2008.
- [57] J.F. Kasting. Earth’s early atmosphere. *Science*, 259(5097) :920, 1993.
- [58] J.F. Kasting and D. Catling. Evolution of a habitable planet. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41(1) :429–463, 2003.
- [59] Kristina G Kislyakova, Helmut Lammer, Mats Holmström, Mykhaylo Panchenko, Petra Odert, Nikolai V Erkaev, Martin Leitzinger, Maxim L Khodachenko, Yuri N Kulikov, Manuel Güdel, et al. Xuv-exposed, non-hydrostatic hydrogen-rich upper atmospheres of terrestrial planets. part ii : hydrogen coronae and ion escape. *Astrobiology*, 13(11) : 1030–1048, 2013.
- [60] AG Koval, VT Koppe, and Ya M Fogel. Co, co₂ and no emission spectra excited by 13-ke v electrons. *Soviet Astronomy*, 10 :165, 1966.
- [61] Paul H Krupenie. The band spectrum of carbon monoxide. Technical report, DTIC Document, 1966.
- [62] Paul H Krupenie. The spectrum of molecular oxygen. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1(2) :423–534, 1972.

- [63] Yuri N Kulikov, Helmut Lammer, Herbert IM Lichtenegger, Thomas Penz, Doris Breuer, Tilman Spohn, Rickard Lundin, and Helfried K Biernat. A comparative study of the influence of the active young sun on the early atmospheres of earth, venus, and mars. In *Geology and Habitability of Terrestrial Planets*, pages 207–243. Springer, 2007.
- [64] H. Lammer, J.F. Kasting, E. Chassefière, R.E. Johnson, Y.N. Kulikov, and F. Tian. Atmospheric escape and evolution of terrestrial planets and satellites. *Comparative Aeronomy*, pages 399–436, 2009.
- [65] H Lammer, V Eybl, KG Kislyakova, J Weingrill, M Holmström, ML Khodachenko, Yu N Kulikov, A Reiners, M Leitzinger, P Odert, et al. Uv transit observations of euV-heated expanded thermospheres of earth-like exoplanets around m-stars : testing atmosphere evolution scenarios. *Astrophysics and Space Science*, 335(1) :39–50, 2011.
- [66] GM Lawrence. Production of o (1s) from photodissociation of co₂. *The Journal of Chemical Physics*, 57(12) :5616–5617, 1972.
- [67] Lance R LeClair and JW McConkey. On o (1s) and co (a 3 pi) production from electron impact dissociation of co₂. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 27(17) :4039, 1994.
- [68] P. Lemaire, C. Emerich, J.C. Vial, W. Curdt, U. Schühle, and K. Wilhelm. Variation of the full sun hydrogen lyman profiles through solar cycle 23. *Advances in Space Research*, 35(3) :384–387, 2005.
- [69] J. Lilensten. *Resolution de l'equation de transport et applications dans le plasma ionosphérique*. PhD thesis, INPG, 1989.
- [70] J. Lilensten and PL Blelly. The tec and f2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 64(7) :775–793, 2002.
- [71] J. Lilensten, C. Simon Wedlund, M. Barthélémy, R. Thissen, D. Ehrenreich, G. Gronoff, and O. Witasse. Dications and thermal ions in planetary atmospheric escape. *Icarus*, 222 :169–187, January 2013. doi : 10.1016/j.icarus.2012.09.034.
- [72] Jean Lilensten and Pierre-Louis Blelly. *Du soleil à la terre : aéronomie et météorologie de l'espace*. Presses universitaires de Grenoble, 1999.
- [73] Jean Lilensten, Mathieu Barthélemy, Cyril Simon, Philippe Jeanjacquot, and Guillaume Gronoff. The planeterrella, a pedagogic experiment in planetology and plasma physics. *Acta Geophysica*, 57(1) :220–235, 2009.
- [74] Jean Lilensten, Gabrielle Provan, Sandrine Grimald, Asgeir Brekke, Erwin Flückiger, Petra Vanlommel, Cyril Simon Wedlund, Mathieu Barthélémy, and Pierre Garnier. The planeterrella experiment : from individual initiative to networking. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 3 :A07, 2013.
- [75] Jeffrey L Linsky, Kevin France, and Tom Ayres. Computing intrinsic ly α fluxes of f5 v to m5 v stars. *The Astrophysical Journal*, 766(2) :69, 2013.
- [76] Jeffrey L Linsky, Juan Fontenla, and Kevin France. The intrinsic extreme ultraviolet fluxes of f5 v to m5 v stars. *The Astrophysical Journal*, 780(1) :61, 2014.
- [77] V Linss, H Kupfer, S Peter, and F Richter. Two n₂⁺ (b2 σ u⁺) populations with different boltzmann distribution of the rotational levels found in different types of n₂/ar discharges. improved estimation of the neutral gas temperature. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(14) :1935, 2004.

- [78] Jack J Lissauer, Daniel C Fabrycky, Eric B Ford, William J Borucki, Francois Fressin, Geoffrey W Marcy, Jerome A Orosz, Jason F Rowe, Guillermo Torres, William F Welsh, et al. A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting kepler-11. *Nature*, 470(7332) :53–58, 2011.
- [79] Alf Lofthus and Paul H Krupenie. The spectrum of molecular nitrogen. *Journal of physical and chemical reference Data*, 6(1) :113–307, 1977.
- [80] Eric D Lopez, Jonathan J Fortney, and Neil Miller. How thermal evolution and mass-loss sculpt populations of super-earths and sub-neptunes : Application to the kepler-11 system and beyond. *The Astrophysical Journal*, 761(1) :59, 2012.
- [81] D. Lummerzheim and J. Lilensten. Electron transport and energy degradation in the ionosphere : Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. In *Annales Geophysicae*, volume 12, pages 1039–1051, 1994.
- [82] J Luque and DR Crosley. Lifbase : Database and spectral simulation program (version 1.5). *SRI international report MP*, 99(009), 1999.
- [83] Rao S Mangina, Joseph M Ajello, Robert A West, and Dariusz Dziczek. High-resolution electron-impact emission spectra and vibrational emission cross sections from 330-1100 nm for n2. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 196(1) :13, 2011.
- [84] H. Martin, F. Albarède, P. Claeys, M. Gargaud, B. Marty, A. Morbidelli, and D.L. Pinti. 4. building of a habitable planet. *Earth, Moon, and Planets*, 98(1) :97–151, 2006.
- [85] H. Martin, P. Claeys, M. Gargaud, D. Pinti, and F. Selsis. 6. environmental context. *Earth, Moon, and Planets*, 98(1) :205–245, 2006.
- [86] Jorge HC Martins, Pedro Figueira, NC Santos, and Christophe Lovis. Spectroscopic direct detection of reflected light from extrasolar planets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436(2) :1215–1224, 2013.
- [87] Bernard Marty. The origins and concentrations of water, carbon, nitrogen and noble gases on earth. *Earth and Planetary Science Letters*, 313 :56–66, 2012.
- [88] H. Ménager. *Modélisation des émission aurorales de Jupiter dans l’ultraviolet. Modélisation de l’émission Lyman alpha de Jupiter chauds*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2011.
- [89] H. Menager, M. Barthélemy, and J. Lilensten. H lyman α line in jovian aurorae : electron transport and radiative transfer coupled modelling. *Astronomy and Astrophysics*, 509, 2010.
- [90] H Menager, M Barthélemy, T Koskinen, J Lilensten, D Ehrenreich, and CD Parkinson. Calculation of the h lyman α emission of the hot jupiters hd 209458b and hd 189733b. *Icarus*, 226(2) :1709–1718, 2013.
- [91] D. Mihalas. Stellar atmospheres. *San Francisco, WH Freeman and Co., 1978. 650 p.*, 1, 1978.
- [92] Stanley L Miller et al. A production of amino acids under possible primitive earth conditions. *Science*, 117(3046) :528–529, 1953.
- [93] ICF Mueller-Wodarg, DF Strobel, JI Moses, JH Waite, J. Crovisier, RV Yelle, SW Bougher, and RG Roble. Neutral atmospheres. *Comparative Aeronomy*, pages 191–234, 2009.

- [94] Christian Parigger, DH Plemmons, JO Hornkohl, and JWL Lewis. Temperature measurements from first-negative n_2^+ spectra produced by laser-induced multiphoton ionization and optical breakdown of nitrogen. *Applied optics*, 34(18) :3331–3335, 1995.
- [95] CD Parkinson, E. Griffioen, JC McConnell, L. Ben Jaffel, A. Vidal-Madjar, JT Clarke, and GR Gladstone. Estimates of atomic deuterium abundance and lyman-alpha airglow in the thermosphere of jupiter. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 31, page 1155, 1999.
- [96] CD Parkinson, JC McConnell, L. Ben Jaffel, A.Y.T. Lee, YL Yung, and E. Griffioen. Deuterium chemistry and airglow in the jovian thermosphere. *Icarus*, 183(2) :451–470, 2006.
- [97] AA Pavlov and JF Kasting. Mass-independent fractionation of sulfur isotopes in archean sediments : strong evidence for an anoxic archean atmosphere. *Astrobiology*, 2(1) :27–41, 2002.
- [98] Reginald William Blake Pearse, Alfred Gordon Gaydon, Reginald William Blake Pearse, and Alfred Gordon Gaydon. *The identification of molecular spectra*, volume 297. Chapman and Hall London, 1976.
- [99] R.O. Pepin. On the origin and early evolution of terrestrial planet atmospheres and meteoritic volatiles. *Icarus*, 92(1) :2–79, 1991.
- [100] D. Pinti. The origin and evolution of the oceans. *Lectures in Astrobiology*, pages 83–112, 2005.
- [101] HS Porter, F. Varosi, and HG Mayr. Iterative solution of the multistream electron transport equation, 1. comparison with laboratory beam injection experiments. *Journal of Geophysical Research*, 92(A6) :5933–5959, 1987.
- [102] Andrew Potter and Thomas Morgan. Discovery of sodium in the atmosphere of mercury. *Science*, 229(4714) :651–653, 1985.
- [103] MH Rees. Auroral electrons. *Space Science Reviews*, 10(3) :413–441, 1969.
- [104] MH Rees. *Physics and chemistry of the upper atmosphere*, volume 1. Cambridge Univ Pr, 1989.
- [105] I. Ribas, E.F. Guinan, M. Güdel, and M. Audard. Evolution of the solar activity over time and effects on planetary atmospheres. i. high-energy irradiances (1-1700 Å). *The Astrophysical Journal*, 622 :680, 2005.
- [106] PG Richards, JA Fennelly, and DG Torr. Euvac : A solar euv flux model for aeronomic calculations. *Journal of Geophysical Research*, 99(A5) :8981–8992, 1994.
- [107] P.G. Richards, T.N. Woods, and W.K. Peterson. Heuvac : A new high resolution solar euv proxy model. *Advances in Space Research*, 37(2) :315–322, 2006.
- [108] Carl Sagan and George Mullen. Earth and mars : Evolution of atmospheres and surface temperatures. *Science*, 177(4043) :52–56, 1972.
- [109] J Sanz-Forcada, G Micela, I Ribas, AMT Pollock, C Eiroa, A Velasco, E Solano, and D García-Álvarez. Estimation of the xuv radiation onto close planets and their evaporation. *Astronomy & Astrophysics*, 532, 2011.
- [110] S. Sasaki. Presence of a primary solar-type atmosphere around the earth : evidence of dissolved noble gas. *Planetary and Space Science*, 47(12) :1423–1431, 1999.

- [111] S. Sasaki and K. Nakazawa. Did a primary solar-type atmosphere exist around the proto-earth? *Icarus*, 85(1) :21–42, 1990.
- [112] John Scalo, Lisa Kaltenegger, Antígona Segura, Malcolm Fridlund, Ignasi Ribas, Yu N Kulikov, John L Grenfell, Heike Rauer, Petra Odert, Martin Leitzinger, et al. M stars as targets for terrestrial exoplanet searches and biosignature detection. *Astrobiology*, 7(1) :85–166, 2007.
- [113] Laura Schaefer and Bruce Fegley. Chemistry of atmospheres formed during accretion of the earth and other terrestrial planets. *Icarus*, 208(1) :438–448, 2010.
- [114] Antígona Segura, James F Kasting, Victoria Meadows, Martin Cohen, John Scalo, David Crisp, Rebecca AH Butler, and Giovanna Tinetti. Biosignatures from earth-like planets around m dwarfs. *Astrobiology*, 5(6) :706–725, 2005.
- [115] Minoru Sekiya, Chushiro Hayashi, and Kiyoshi Nakazawa. Dissipation of the primordial terrestrial atmosphere due to irradiation of the solar far-uv during t tauri stage. *Progress of Theoretical Physics*, 66(4) :1301–1316, 1981.
- [116] Toshizo Shirai, Tatsuo Tabata, and Hiroyuki Tawara. Analytic cross sections for electron collisions with co, co₂, and h₂ o relevant to edge plasma impurities. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 79(1) :143–184, 2001.
- [117] F.H. Shu, F.C. Adams, and S. Lizano. Star formation in molecular clouds-observation and theory. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 25 :23–81, 1987.
- [118] Boris Shustov, Mikhail Sachkov, Ana I Gómez de Castro, Maohai Huang, Klaus Werner, Norbert Kappelmann, and Isabella Pagano. Wso-uv ultraviolet mission for the next decade. *astrophysics and space science*, 320(1-3) :187–190, 2009.
- [119] C. Simon. *Contribution à l'étude des entrées d'énergie solaire dans l'ionosphère*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2006.
- [120] TG Slinger and BC Wolven. Airglow processes in planetary atmospheres. *Geophysical Monograph Series*, 130 :77–93, 2002.
- [121] FL Smith III and C. Smith. Numerical evaluation of chapmans grazing incidence integral ch(x,x). *Journal of Geophysical Research*, 77(19) :3592–3597, 1972.
- [122] HD Smyth. The emission spectrum of carbon dioxide. *Physical Review*, 38(11) :2000, 1931.
- [123] K. Stamnes and MH Rees. Heating of thermal ionospheric electrons by suprathermal electrons. *Geophysical research letters*, 10(4) :309–312, 1983.
- [124] K. Stamnes and MH Rees. Inelastic scattering effects on photoelectron spectra and ionospheric electron temperature. *Journal of geophysical research*, 88(A8) :6301–6309, 1983.
- [125] K. Stamnes, S. Tsay, W. Wiscombe, K. Jayaweera, et al. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, 27(12) :2502–2509, 1988.
- [126] Arthur Ian Stewart, CA Barth, CW Hord, and AL Lane. Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment : Structure of mars' upper atmosphere. *Icarus*, 17(2) :469–474, 1972.

- [127] DJ Strickland, DL Book, TP Coffey, and JA Fedder. Transport equation techniques for the deposition of auroral electrons. *Journal of Geophysical Research*, 81(16) :2755–2764, 1976.
- [128] Mark R Swain, Gautam Vasisht, Thomas Henning, Giovanna Tinetti, and Jean-Phillippe Beaulieu. Thesis : the terrestrial habitable-zone exoplanet spectroscopy infrared spacecraft. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 773125–773125. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [129] W.E. Swartz. Optimization of energetic electron energy degradation calculations. *Journal of Geophysical Research*, 90(A7) :6587–6593, 1985.
- [130] W.E. Swartz, J.S. Nisbet, and A.E.S. Green. Analytic expression for the energy-transfer rate from photoelectrons to thermal-electrons. *Journal of Geophysical Research*, 76(34) : 8425–8426, 1971.
- [131] F. Tian, O.B. Toon, A.A. Pavlov, and H. De Sterck. A hydrogen-rich early earth atmosphere. *Science*, 308(5724) :1014, 2005.
- [132] F. Tian, J.F. Kasting, H. Liu, and R.G. Roble. Hydrodynamic planetary thermosphere model : 1. response of the earth’s thermosphere to extreme solar euv conditions and the significance of adiabatic cooling. *Journal of Geophysical Research-All Series-*, 113(E5) : 5008, 2008.
- [133] W.K. Tobiska. Revised solar extreme ultraviolet flux model. *Journal of atmospheric and terrestrial physics*, 53(11-12) :1005–1018, 1991.
- [134] W.K. Tobiska. Recent solar extreme ultraviolet irradiance observations and modeling : A review. *J. Geophys. Res.*, 98(18) :879–18, 1993.
- [135] W.K. Tobiska, T. Woods, F. Eparvier, R. Viereck, L. Floyd, D. Bouwer, G. Rottman, and OR White. The solar2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62(14) :1233–1250, 2000.
- [136] M.R. Torr and DG Torr. Ionization frequencies for solar cycle 21 : Revised. *Journal of Geophysical Research*, 90(A7) :6675–6678, 1985.
- [137] Seiji Tsurubuchi and Tsuruji Iwai. Simultaneous ionization and excitation of co2 of by electron impact. *J. Phys. Soc. Jpn*, 37 :1077, 1974.
- [138] G. Vassilev, F. Perales, C. Miniatura, J. Robert, J. Reinhardt, F. Vecchiocattivi, and J. Baudon. Collisions at thermal energy between metastable hydrogen atoms and hydrogen molecules : total and differential cross sections. *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*, 17(2) :101–107, 1990.
- [139] M. Vázquez, E. Pallé, and R.P. Montanés. *The earth as a distant planet : a rosetta stone for the search of earth-like worlds (hardback)(series : astronomy and astrophysics library)*. Spinger, 2010.
- [140] Paul Ulrich Villard. *Les rayons cathodiques*. Number 10. Gauthier-Villars, 1908.
- [141] Kaspar Von Braun, Tabettha S Boyajian, Stephen R Kane, Leslie Hebb, Gerard T van Belle, Chris Farrington, David R Ciardi, Heather A Knutson, A Theo, Mercedes López-Morales, et al. The gj 436 system : Directly determined astrophysical parameters of an m dwarf and implications for the transiting hot neptune. *The Astrophysical Journal*, 753(2) :171, 2012.

- [142] James CG Walker, PB Hays, and James F Kasting. A negative feedback mechanism for the long-term stabilization of earth's surface temperature. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 86(C10) :9776–9782, 1981.
- [143] Olivier Witasse. *Modelisation des ionospheres planetaires et de leur rayonnement : La Terre et Mars*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2000.
- [144] Brian E Wood, Seth Redfield, Jeffrey L Linsky, Hans-Reinhard Müller, and Gary P Zank. Stellar $\text{Ly}\alpha$ emission lines in the hubble space telescope archive : intrinsic line fluxes and absorption from the heliosphere and astrospheres. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 159(1) :118, 2005.
- [145] Thomas N Woods and Gary J Rottman. Solar ultraviolet variability over time periods of aeronomic interest. *Geophysical Monograph Series*, 130 :221–233, 2002.
- [146] R.V. Yelle. Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances. *Icarus*, 170 (1) :167–179, 2004.
- [147] K. Zahnle, N. Arndt, C. Cockell, A. Halliday, E. Nisbet, F. Selsis, and N.H. Sleep. Emergence of a habitable planet. *Geology and Habitability of Terrestrial Planets*, pages 35–78, 2007.